N° d'enregistrement
au C.N.R.S.
A O 5741

THÈSE
DE DOCTORAT D'ÉTAT ÈS SCIENCES PHYSIQUE

présentée à
LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

par
Monsieur Philippe LEMAIRE

pour obtenir
le grade de Docteur Ès Sciences

Sujet de la Thèse :

Recherches sur l'émission de la chromosphère solaire dans les raies de résonance du magnésium ionisé.

Soutenue le 21 Juin 1971 devant la Commission d'Examen :

Président : M. E. SCHATZMAN
Examinateurs : M. J. C. PECKER
M. R. M. BONNET
Membres invités : M. A. SKUMANICH
M. S. DUMONT

d'enregistrement
au C.N.R.S.
A O 5741

THESE DE DOCTORAT D'ETAT ES SCIENCES PHYSIQUE

présentée
A LA FACULTE DES SCIENCES
de Paris

par

Monsieur Philippe LEMAIRE

pour obtenir

le grade de Docteur Es-Sciences

jet de la thèse : "Recherches sur l'émission de la chromosphère solaire dans les raies de résonance du magnésium ionisé"

utenue le 21 juin 1971 devant la Commission d'Examen

MM.	E. SCHATZMAN	Président
	J.C. PECKER	Examinateurs
	R.M. BONNET	
	A. SKUMANICH	Membres invités
	S. DUMONT	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Ce travail a été commencé au Service d'Aéronomie du C.N.R.S. en 1965 et continué au Laboratoire de Physique Stellaire et Planétaire à partir de 1969. Je tiens à exprimer ici mes remerciements à Monsieur le Professeur J.E. BLAMONT qui m'a accueilli dans son laboratoire et m'a permis de commencer cette étude et à Monsieur R.M. BONNET avec qui, tout au long de ce travail, j'ai eu de fructueuses discussions.

Je remercie tout particulièrement le Professeur J.C. PECKER qui m'a suggéré d'entreprendre l'étude détaillée des raies de Mg II, et m'a prodigué de précieux conseils.

Je suis heureux de pouvoir adresser ici mes remerciements au Docteur A. SKUMANICH qui m'a invité au High Altitude Observatory (National Center for Atmospheric Research) pour un séjour de trois mois. Durant ce séjour, nous avons eu de fructueuses discussions sur le dépouillement et l'interprétation des spectres. Je remercie également le Docteur G. NEWKIRK, Directeur du High Altitude Observatory, ainsi que tous les chercheurs et techniciens de cet observatoire qui m'ont aidé et conseillé durant mon séjour, et particulièrement B. DOMENICO et O.R. WHITE qui ont mis leurs programmes de calcul à ma disposition.

Ce travail n'aurait pu être mené à bien sans l'aide que m'ont apportée au laboratoire et lors des lancements MM. C. BARRERE, M. BURELLO, C. LIZAMBERT et Madame N. DIONNEAU. Je remercie également tous les chercheurs, techniciens et secrétaires du laboratoire pour leur collaboration.

Les expériences ont été réalisées sur les conventions 66-011, 67-201, 68-202, 69-224 et 70-252 passées avec le Centre National d'Etudes Spatiales, avec l'aide des moyens de lancement de ballons mis à notre disposition à Aire sur l'Adour et à Gap.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 1

Ie partie - CARACTERISTIQUES INSTRUMENTALES 4

Chapître I - HISTORIQUE DES OBSERVATIONS DE Mg II 5

Chapître II - CONDITIONS EXPERIMENTALES 9

I - La température extérieure 10

II - Le pointage 11

III - La faible transmission de l'atmosphère 11

IV - Le système de détection et les problèmes posés par sa calibration 12

Chapître III - MISE AU POINT ET TESTS DE L'INSTRUMENTATION 13

I - Principe général des instruments utilisés 13

II - La calibration photométrique 14

III - Instrument n° 1 15

Chapître IV - INSTRUMENT N° 2 UTLISANT UNE COMBINAISON DES MONTAGES CZERNY-TURNER et WADSWORTH 19

I - Le principe 19

II - Description 20

III - Capacité de l'instrument 21

IV - Qualités et défauts de l'instrument 24

IIe partie - DEROULEMENT DES VOLS ET RESULTATS EXPERIMENTAUX 28

Chapître I - RESULTATS BRUTS 29

I - Vol du 23 juin 1967 29

II - Vol du 22 septembre 1968 31

III - Vol du 30 avril 1969 32

IV - Vol du 21 novembre 1969 32

V - Vol du 24 juin 1970 33

Chapître II - DEPOUILLEMENT DES SPECTRES 35
I - Détermination de la résolution angulaire pendant les vols 36
II - Lecture des densités optiques sur le film 37
III - Filtrage des enregistrements densitométriques 37
IV - Restitution des intensités 39
V - Précision des mesures 41

Chapître IV - TENTATIVE DE CLASSEMENT DES PROFILS AU CENTRE DU DISQUE 43
I - Variation de l'intensité le long de la fente 44
II - Classement des profils en fonction de l'intensité dans la raie 45
III - Profils extrêmes et profils moyens 46
IV - Conclusion de la IIe partie 47

III partie - EXPLOITATION DES RESULTATS - COMPARAISON AVEC LES PROFILS CALCULES 48
Chapître I - EXPLOITATION DES RESULTATS : PROFILS OBTENUS AU CENTRE DU DISQUE SOLAIRE 49
I - La profondeur optique 50
II - La variation de la température avec la hauteur 51
III - Le minimum de température 52
IV - La vitesse de turbulence 52
V - Conclusion 53

Chapître II - CALCUL THEORIQUE DES RAIES H ET K DU MAGNESIUM COMPARAISON AVEC LES PROFILS OBSERVES 55
I - Rappel des calculs théoriques antérieurs 55
II - Les modèles d'atmosphère utilisés 57
III - Méthode de calcul et valeurs des paramètres utilisés dans le calcul 58
IV - Comparaison entre les résultats donnés par les calculs et les profils observés 62
V - Conclusion sur les résultats donnés par les modèles 65

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543511_0035

Chapître III - ETUDE DE LA VARIATION CENTRE-BORD DES PROFILS 69

I - Variation de la profondeur optique avec la hauteur 69

II - Variation du gradient de température avec la hauteur 70

III - La chromosphère est-elle optiquement "mince" ou "épaisse" ? 70

IV - Conclusion de la IIIe partie 71

CONCLUSION

Annexe n° I - Quelques données sur l'ozone atmosphérique 73

76

Annexe n° II - Choix d'une émulsion photographique 81

Annexe n° III - Transformation de Baker 86

Annexe n° IV - Les équations de l'équilibre statistique et du transfert du rayonnement 88

BIBLIOGRAPHIE

INTRODUCTION

Les premiers spectres du soleil dans l'ultraviolet, obtenus à l'aide de fusées, ont permis la découverte, au voisinage de 2800 Å, des deux raies du doublet de résonance du magnésium une fois ionisé (Mg II, à 2795,523 Å et 2802,698 Å). La forme du profil de ces deux raies présente une très grande similitude avec celle des raies H et K de Ca II au voisinage de 4000 Å : une raie en émission, renversée, est superposée au spectre d'absorption d'origine photosphérique. Mais l'intensité de la partie en émission des 2 raies de Mg II est supérieure à celle observée dans les raies du calcium. Leur longueur d'onde ne permet pas, comme pour les raies de Ca II des observations effectuées à partir du sol. En raison en effet de l'absorption atmosphérique, seules sont possibles les observations effectuées à bord de satellites artificiels, de ballons et de fusées. On comprend donc pourquoi les observations des raies de Mg II sont moins abondantes que celles de Ca II et que la plus grande partie des travaux publiés sur la chromosphère ont porté sur l'étude des raies de Ca II.

L'objet de l'étude présentée ici, est la détermination de la forme du profil des deux raies du doublet de Mg II en différents points du disque solaire, et la comparaison avec les profils calculés à partir de quelques modèles chromosphériques récents.

L'étude des raies du doublet de résonance de Mg II semble plus intéressante que celle des raies du doublet de Ca II pour l'étude de la chromosphère. En effet :

- d'une part, le potentiel d'ionisation de Mg II est de 15 eV alors que celui de Ca II est de 11,8 eV, d'autre part la longueur d'onde des raies de Mg II est inférieure à celle des raies de Ca II ; les raies H et K de Mg II

sont donc formées à une température plus forte et donc plus haut dans la chromosphère que les raies H et K de Ca II (τ_{5000} est respectivement égal à 2.10^{-6} et 5.10^{-6} pour la formation des pics).

- le rapport des abondances du magnésium et du calcium dans l'atmosphère solaire est de 18 (Goldberg et al, (40) ; les raies du magnésium sont ainsi plus sensibles aux variations de température que les raies du calcium.

- l'analyse des mécanismes de perte du rayonnement dans la chromosphère (Osterbrook (60)) montre que cette perte est produite principalement à travers la raie Lyman α de l'hydrogène et les raies H et K de Mg II.

L'étude des deux raies de Mg II doit donc permettre de préciser les différents paramètres qui sont nécessaires à la construction de modèles de la chromosphère solaire (variation de la température et de la densité avec la hauteur, vitesse microscopique de turbulence ...).

Etant donné l'effort important qui a été porté, tant sur le plan des observations que sur le plan théorique, à l'étude des raies H et K d Ca II, nous comparons souvent par la suite nos résultats à ceux obtenus sur ces raies.

Dans notre étude, la forme du profil des raies a été déduite de spectres stigmatiques du soleil. Le spectrographe stigmatique était placé sur un pointeur solaire biaxial construit au laboratoire et embarqué sur les ballons stratosphériques du Centre National d'Etudes Spatiales (C.N.E.S.) Les spectres étaient enregistrés sur une émulsion photographique et le spectrographe récupéré après chaque vol.

Dans une première partie, après un rappel historique des observations faites sur le spectre solaire au voisinage de 2800 Å, nous décrivons les caractéristiques de l'instrumentation. Les résultats expérimentaux

sont exposés dans la seconde partie. Dans la troisième partie, nous tentons de classer quelques uns de ces résultats afin de les rendre plus accessibles à l'interprétation théorique et nous comparons les profils expérimentaux aux profils calculés à partir de quelques modèles chromosphériques. Nous suggérons enfin quelques modifications à apporter à ces modèles.

PREMIERE PARTIE

CARACTERISTIQUES INSTRUMENTALES

CHAPITRE I

HISTORIQUE DES OBSERVATIONS DE MG II

Le profil renversé des deux raies du doublet de résonance de Mg II a été observé par Kachalov et al (51) en 1959 avec une résolution spectrale de 0,15 Å et par l'équipe du Naval Research Laboratory (77), (36), (68), en 1961 avec une résolution de 0,03 Å. Lors de ces deux expériences, le spectre solaire était enregistré sans résolution angulaire sur plusieurs centaines d'Angströms.

Les premières images monochromatiques dans la raie 2802 Å de Mg II ont été obtenues par Fredga (33), (34), au cours de l'année 1965. La résolution angulaire de 1' d'arc et la bande passante de 3,5 Å sont trop grandes pour permettre une comparaison directe avec les spectrohéliogrammes de Ca II, mais une structure à grande échelle semblable à celle observée dans le Ca II est mise en évidence et , dans les deux cas, les plages sont brillantes par rapport au soleil calme.

En 1968, de nouveaux spectrohéliogrammes dans la raie K de Mg II sont obtenus par Fredga (35). La bande passante de 2,1 Å et la résolution angulaire de 8" d'arc permettent cette fois une comparaison directe avec les spectrohéliogrammes de la raie K de Ca II. Ces raies du magnésium semblent plus sensibles à l'activité solaire. La même année, en utilisant un interféromètre de Fabry-Pérot, l'équipe jointe de Culham et de l'Université de Belfast (6) obtient les premiers interférogrammes dans les raies de Mg II (0,03 Å et 6 secondes d'arc de résolutions spectrale et angulaire), et publie un premier classement des profils observés en fonction du rapport des intensités dans les pics d'émission de la raie K.

Au cours de l'année I969, la résolution spectrale de l'interféromètre est portée à 0,0I6 Å (5). L'emploi d'un interféromètre semble appelé à un grand avenir pour l'étude des spectres stellaires à haute résolution.

Toutes les expériences que nous venons de décrire ont été réalisées à l'aide d'une instrumentation placée sur une fusée, mais dès I965, J.E. Blamont avait suggéré la possibilité de l'observation du spectre solaire au voisinage de 2800 Å à l'aide de ballons. Toutes nos observations seront réalisées à l'aide d'une instrumentation transportée par un ballon.

En Juin I967, nous obtenons, malgré une absorption résiduelle importante de l'ozone atmosphérique, avec un premier spectrographe, le spectre des raies solaires de Mg II. La résolution angulaire est de 2' d'arc, et la résolution spectrale voisine de 0,07 Å (58). Un deuxième spectrographe a été lancé plusieurs fois (Septembre I968 (55), Avril I969 (56), Novembre I969 et Juin I970 (57)) ; la résolution angulaire et la résolution spectrale obtenues lors du dernier vol ont été respectivement 7" d'arc (4" d'arc sur un spectre) et 0,025 Å.

Le tableau I-1 récapitule l'ensemble des expériences effectuées dans le monde jusqu'à ce jour, qui ont permis l'observation du soleil au voisinage des raies H et K de Mg II.

TABLEAU I-I

PRINCIPALES CARACTERISTIQUES DES OBSERVATIONS SOLAIRES AU VOISINAGE DE 2800 Å

VOL	(Fusée F, Ballon B)	Résolution spectrale	Résolution angulaire	Références
Octobre I946	F	3 Å	-	NRL (8)
Mars I947	F	I Å	-	NRL (30)
I947	F	I Å	-	John Hopkins University (44)
Juin I949	F	I Å	-	NRL (48)
Février I950	F	0,6 Å	-	NRL (48)
Septembre I952	F	0,4 Å	-	NRL (49), (76)
Décembre I952	F	0,3 Å	-	Université du Colorado (64)
Décembre I952	F	0,3 Å	-	NRL (85)
I955	F	I Å	-	AFCRL (50)
Mai I956	F	0,2 Å	-	URSS (47)
Août I957	F	0,7 Å	-	Université du Colorado (11)
I959	F	0,I5Å	-	URSS (51)
Août I96I	F (Réseau échelle)	0,03Å	-	NRL (77)
Novembre I964	F "	0,05Å	-	NRL (78)
Avril I965	F	0,3 Å	~ I0"	G.B. (22)
Avril I965	F Photographies monochromatiques $\Delta\lambda$=4 Å		I'	GSFC (33)
Décembre I965	F "	$\Delta\lambda$=3,5Å	I'	GSFC (33)

Avril I966	F	0,4 Å	I'	FRANCE	(75)
Janvier I967	F	0,4 Å	20"	FRANCE	(15)
Juin I967	B	~ 0,07Å	2'	FRANCE	(58)
Novembre I967	F	0,3 Å	6"	G.B.	(23)
Mars I968	F	0,3 Å	6"	G.B.	(23)
Mai I968	F	Photographies monochromatiques = 2,I Å	8"	G.S.F.C	(35)
Septembre I968	B	0,045Å	IO"	FRANCE	(55)
Décembre I968	F	(Interferogrammes de Fabry-Perot) 0,03 Å	6"	G.B.	(6)
Avril I969	F	0,3 Å	6"	G.B.	(23)
Avril I969	B	0,035Å	IO"	FRANCE	(56)
Novembre I969	B	0,030Å	5"	FRANCE	(57)
Novembre I969	F	Interferogrammes 0,0I6 Å	6"	G.B.	(5)
Juin I970	B	0,025 Å	4" et 7"	FRANCE	(57)

Abbréviations :

AFCRL : Air Force Cambridge Research Laboratory

FRANCE: Service d'Aéronomie ou Laboratoire de Physique Stellaire et Planétaire

G.B. : Grande-Bretagne (Culham Laboratory, (et) Université de Belfast)

G.S.F.C:Goddard Space Filght Center

N.R.L.: Naval Research Laboratory

U.R.S.S:Chercheurs Soviétiques.

Note : Il est quelquefois difficile de donner une valeur exacte pour la résolution angulaire et pour la résolution spectrale car la distinction entre les valeurs théoriques ou mesurées avant le vol et les valeurs effectives n'est pas toujours faite.

CHAPITRE II

CONDITIONS EXPERIMENTALES

A l'inverse d'une expérience embarquée en fusée qui ne dure qu'un temps très court et se trouve de ce fait peu influencée par l'environnement extérieur, soit durant la montée, soit pendant le temps d'expérimentation, l'expérience embarquée en ballon ne peut ignorer les conditions expérimentales souvent très sévères. Il faut, en effet, environ 2 heures pour qu'un ballon, en partant du sol, atteigne son altitude de culmination (ou plafond) entre 30 et 40 kilomètres d'altitude suivant la charge, et la durée de l'expérience peut s'étendre sur plusieurs heures.

Par ailleurs, l'altitude atteinte par le ballon ne permet pas de s'affranchir entièrement de l'absorption atmosphérique, même dans le proche ultra-violet, et empêche ainsi toute mesure absolue.

Cependant, l'utilisation de ballons offre des avantages certains :
- le coût de l'expérience est faible, sa mise en oeuvre aisée,
- le volume alloué à l'instrument n'est pas limité,
- la durée de l'expérience peut atteindre plusieurs heures,
- un appareil peut être relancé très rapidement après la récupération.

Nous analyserons dans un premier temps les facteurs qui peuvent limiter la qualité des résultats :
- la température extérieure qui introduit des déformations dans l'instrument et diminue les résolutions angulaire et spectrale,
- le pointage sur le soleil qui limite la résolution angulaire,
- la variation de la transmission atmosphérique avec la longueur d'onde qui est à l'origine des spectres de lumière parasite.

Nous présenterons ensuite les méthodes utilisées pour la calibration des émulsions photographiques et la détermination du temps de pose.

I - LA TEMPERATURE EXTERIEURE

Les variations de la température de l'atmosphère terrestre entre 0 et 40 km sont connues avec une bonne approximation ; nous en donnons un exemple dans la figure I-I tirée du U.S. Standard Atmosphere Supplement (I966). Au mois de juillet, à la latitude nord de 45° la température décroît jusqu'à -55° C à I3 km, puis augmente lentement jusqu'à -I5°C à 40 km.

A ces contraintes dues à la température du milieu ambiant s'ajoute souvent l'humidité, soit au sol, soit lors de l'ascension du ballon durant la traversée des nuages, qui peut produire du givrage sur les parois de l'instrument.

Le rayonnement solaire chauffe l'appareillage embarqué sur la nacelle du ballon et induit des gradients de température. Au cours de l'ascension, la nacelle tourne sur elle-même autour de son axe vertical de suspension et la face exposée au soleil change ; mais, durant le déroulement de l'expérience, l'instrument est pointé sur le soleil : l'avant de l'appareil peut être porté à plus de 25°C tandis que l'arrière est proche de la température ambiante (en général, voisine de 0°C à l'arrivée au plafond). Des distorsions importantes sont ainsi introduites dans l'instrument et nous les avons constatées sur notre premier appareil. Pour y remédier, notre deuxième appareil a été thermostaté à 25° C durant les tests au sol et lors des vols.

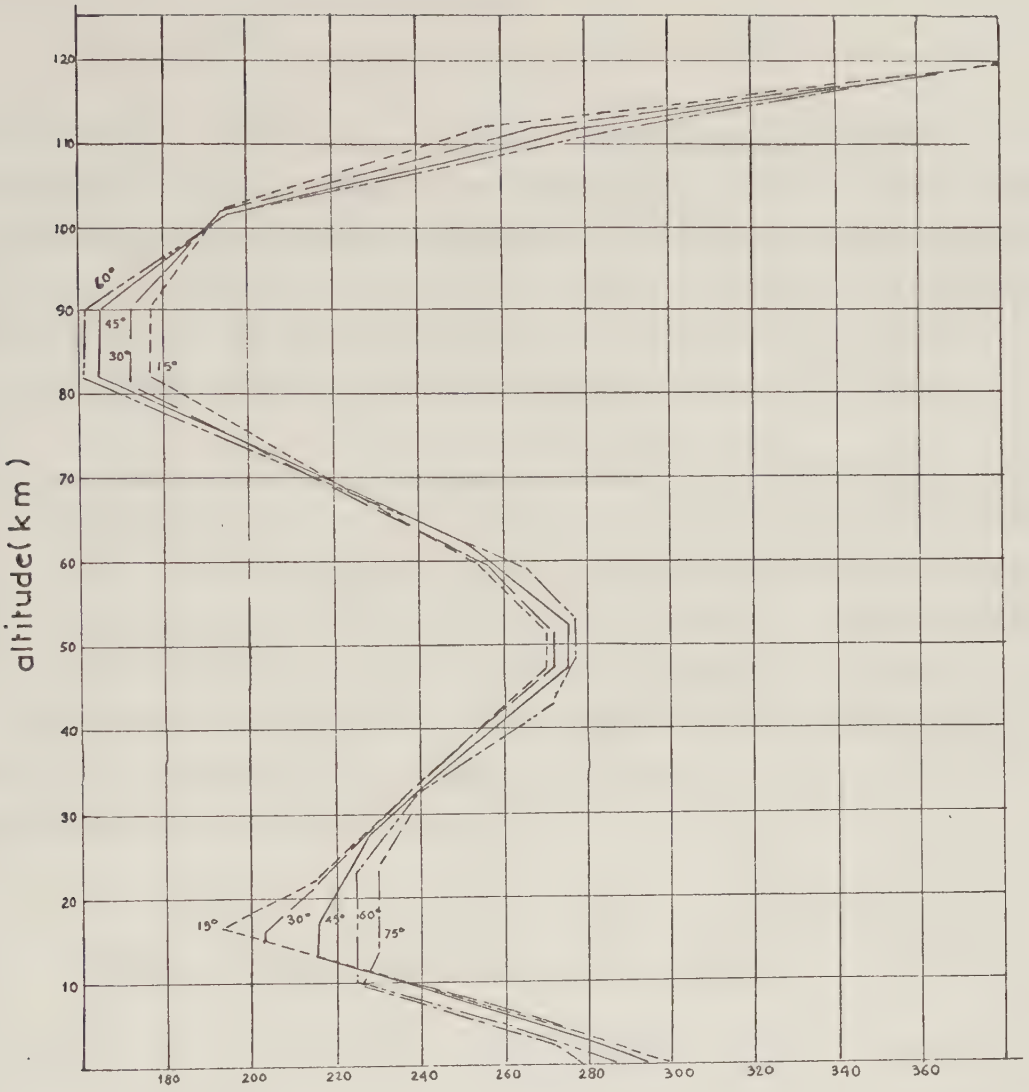


Fig I.1 : Variation de la température en fonction de l'altitude dans l'atmosphère terrestre au mois de Juillet à plusieurs latitudes.

(US Standard atmosphère supplements, 1966)

II - LE POINTAGE

Pour nos vols, nous avons utilisé un pointeur solaire biaxial construit au laboratoire. Jusqu'en I967, les actionneurs de la chaîne d'asservissement étaient des moteurs à embrayages magnétiques qui donnaient une précision de $\pm$ I' d'arc sur le soleil (Burello ($_{20}$)). Ils ont été ensuite remplacés par des moteurs-couples qui peuvent asservir sur le soleil un instrument pesant environ 30 kg avec une précision angulaire de IO" d'arc.

La résolution du système de pointage fixe donc la résolution angulaire sur tous les spectres obtenus, résolution qui est très en deçà des capacités instrumentales. Afin d'améliorer cette résolution lors des derniers vols, nous avons donc adapté un système de pointage interne à l'instrumentation décrit plus loin (cf chapitre IV) qui permet d'améliorer la résolution jusqu'à des valeurs voisines de quelques secondes d'arc. Néanmoins, il ne nous est pas encore possible d'atteindre des résolutions comparables à celles obtenues pour les raies de Ca II.

III - LA FAIBLE TRANSMISSION DE L'ATMOSPHERE

La formation de l'ozone atmosphérique est due à la dissociation de l'oxygène par le rayonnement solaire ultra-violet. Les bandes d'absorption de l'ozone dans le visible et le proche ultra-violet sont connues depuis très longtemps (bandes de Hartley 2000-3000 Å, Huggins 3200-3300 Å, Chappuis entre 4400 et 6100 Å). L'étude de ces bandes a permis d'évaluer la quantité totale d'ozone atmosphérique (réduite en épaisseur à la pression normale au sol). Les mesures faites à partir de ballons et de fusées ont corroboré ce résultat et donné la distribution verticale de l'ozone.

L'intensité du spectre solaire décroît de 4000 Å vers l'ultra-violet et le minimum d'intensité observé au centre du disque dans les raies du doublet du magnésium est environ 50 fois plus faible que l'intensité du con-

tinu à 4000 Å. Lors des vols avec les ballons, l'absorption résiduelle de l'ozone atmosphérique accentue évidemment cette différence. Sur la figure I-2, nous montrons la transmission mesurée (cf. IIe partie) durant nos 4 derniers vols ; en moyenne, la transmission est inférieure ou égale à 10 % à 2800 Å, ce qui donne un rapport 500 entre l'intensité de spectre à 2800 Å et celle du spectre au voisinage de 4000 Å. Cette variation de l'intensité est une source importante de lumière parasite, diffusée dans l'instrumentation et diffractée par les ordres supérieurs du réseau qu'il faudra éliminer au mieux au moment de la conception de l'instrumentation.

IV - LE SYSTEME DE DETECTION ET LES PROBLEMES POSES PAR SA CALIBRATION

Le principal critère qui nous a guidés dans le choix du détecteur a été le suivant : recueillir le maximum de données dans le minimum de temps afin de minimiser l'influence du pointage et des déformations mécaniques sur la résolution de l'instrument. Nous avons donc choisi l'émulsion photographique comme récepteur.

Cependant, la calibration de l'émulsion photographique est un problème difficile. Elle doit, pour être fiable, être faite dans les mêmes conditions que l'enregistrement des spectres. C'est pourquoi, dans le second instrument sera placé un spectrographe de calibration travaillant simultanément avec le spectrographe principal.

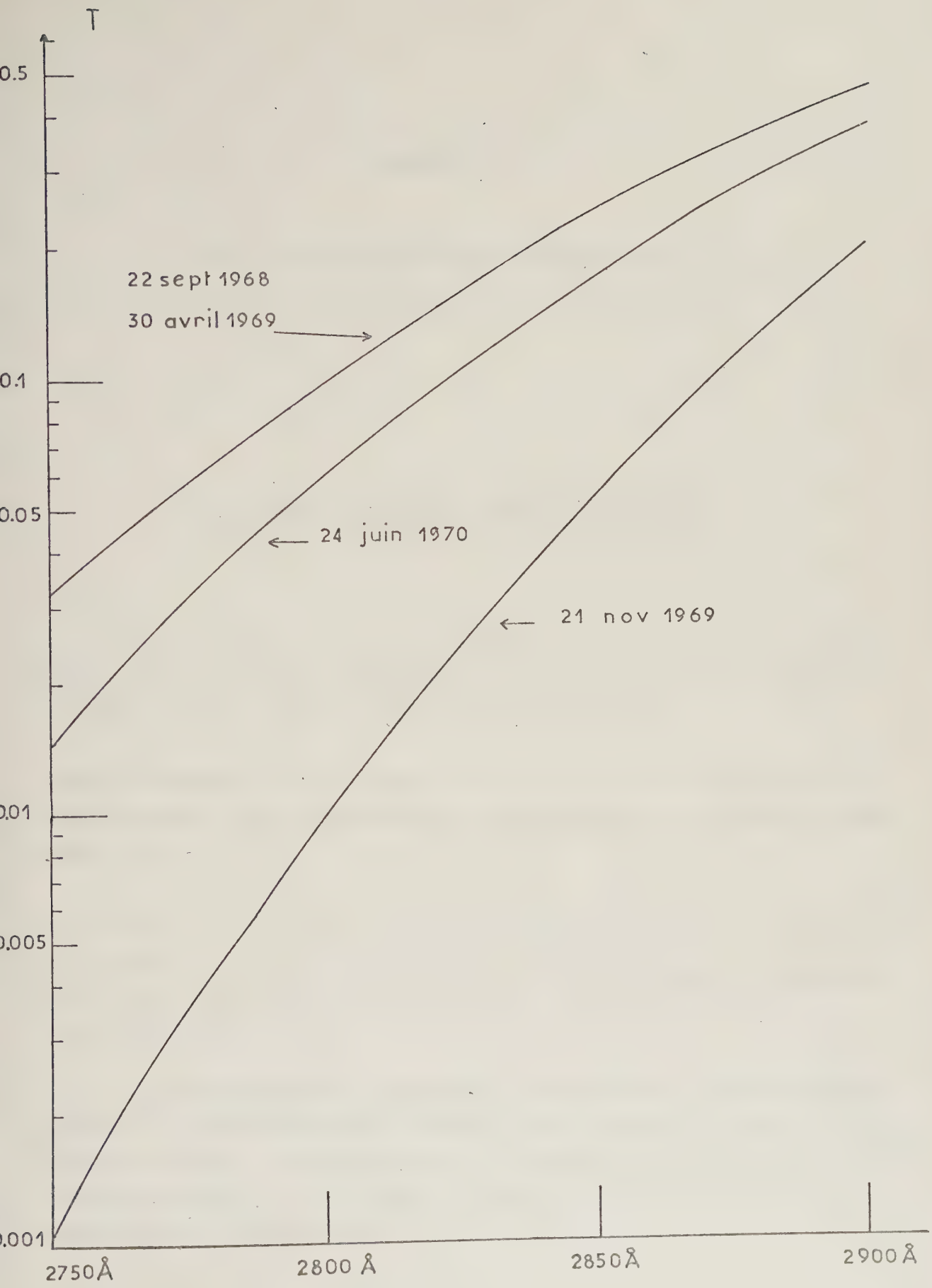


Fig. I.2 : Transmission atmosphérique obtenue durant plusieurs vols en ballon.

CHAPITRE III

MISE AU POINT ET TESTS DE L'INSTRUMENTATION

I - PRINCIPE GENERAL DES INSTRUMENTS UTILISES

L'instrument doit automatiquement comprendre un télescope et un spectrographe. Il doit satisfaire également, en plus des conditions expérimentales énoncées ci-dessus, trois nouvelles conditions qui sont :

- être stigmatique, c'est-à-dire qu'un point sur le soleil doit avoir une image ponctuelle dans le plan focal du spectrographe, à une longueur d'onde donnée ;

- couvrir un intervalle spectral au voisinage de 2800 Å, suffisant pour permettre d'obtenir les ailes des deux raies du doublet de Mg II ; (l'intervalle spectral est limité par la dimension des surfaces optiques qui interceptent les faisceaux diffractés) ;

- avoir une bonne résolution spectrale, c'est-à-dire d'un ordre de grandeur supérieur à la séparation entre les deux pics d'intensité de chaque raie en émission du doublet. Cette séparation est estimée à 0,3 Å, à partir du spectre obtenu par Purcell et al (63) et la résolution du spectrographe doit être supérieure à 0,1 Å pour obtenir le profil des raies.

Nous avons construit deux instruments qui respectent ces principes. Le premier avait pour but d'évaluer les difficultés expérimentales et de leur apporter une solution. Il a conduit à des résultats d'une qualité médiocre mais il a permis :

- de montrer que l'on pouvait observer le spectre du doublet de Mg II à partir de nacelles portées par un ballon ;

- de mettre au point et de tester les méthodes que nous avons utilisées pour construire le second instrument.

II - LA CALIBRATION PHOTOMETRIQUE

La calibration de l'émulsion est faite avant le vol en utilisant une partie de la bobine du film qui sera utilisée durant le vol.

Le montage utilisé pour la calibration comprend :
- une source stable étalon UVS OSRAM (250 Watts) à vapeur de mercure, qui donne une raie très intense à 2803 Å (Lemaire) (54) ;
- un collimateur qui donne un faisceau parallèle à partir du faisceau divergent de la source placée à son foyer ;
- l'instrument qui collecte le flux donné par une partie du faisceau parallèle ;
- entre le collimateur et l'instrument, on place un jeu de filtres neutres de densité connue qui atténuent le flux ;
- le séquenceur de l'instrument est utilisé pour faire varier les temps de pose. Ce dernier est donc le même et pour la calibration et pendant le vol. Le film de calibration est ensuite développé en même temps que le film de vol.

III - INSTRUMENT N° I

I) Description

Les figures 1-3 et 1-4 représentent l'instrument tel qu'il avait été conçu. Nous avons ensuite apporté quelques modifications qui seront décrites plus loin.

Un télescope de type Cassegrain à faisceaux inclinés forme l'image du soleil sur la fente F du spectrographe. Le télescope, ouvert à f/20, a une focale équivalente de 75 cm, et la résolution angulaire, déterminée par le tracé de 5 rayons, est limitée à 6 secondes d'arc (le calcul de la forme de la tache image est fait en prenant 5 rayons incidents : les 2 rayons marginaux donnés par l'ouverture de l'optique, le rayon central et 2 rayons intermédiaires).

Le spectrographe utilise le montage Littrow avec une lentille en silice fondue. Le réseau plan de 600 traits par millimètre donne 2800 Å dans le 9e ordre. La séparation entre les différents ordres du réseau se fait à l'aide d'un filtre interférentiel Thin Film de 125 Å de bande passante à mi-hauteur. Ce système est stigmatique : la lentille est utilisée suivant sa normale avec une faible ouverture, ainsi les aberrations dues à la coma et à la sphéricité sont très faibles ; la variation de la distance focale due à la non-chromaticité de la lentille est corrigée par l'inclinaison du plan du récepteur.

Les principales caractéristiques de l'instrument sont rappelées dans le tableau 1-2.

2) Détermination du temps de pose

Si B_λ est la brillance solaire moyenne
($B_\lambda \sim 2.10^5$ ergs.cm^{-2}/s^{-1}/Å/ster^{-1} au voisinage de 2800 Å)

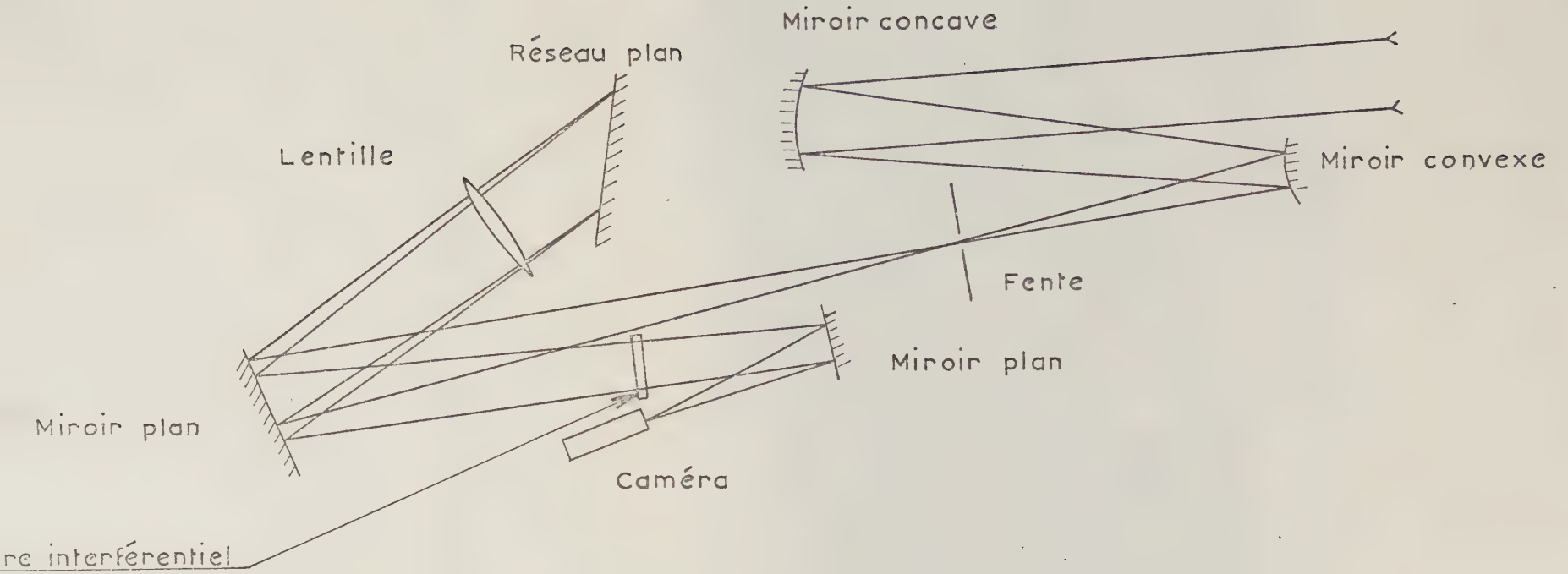


Fig I.3. Schéma optique de l'instrument utilisant un spectrographe de type Littrow, avant modification.

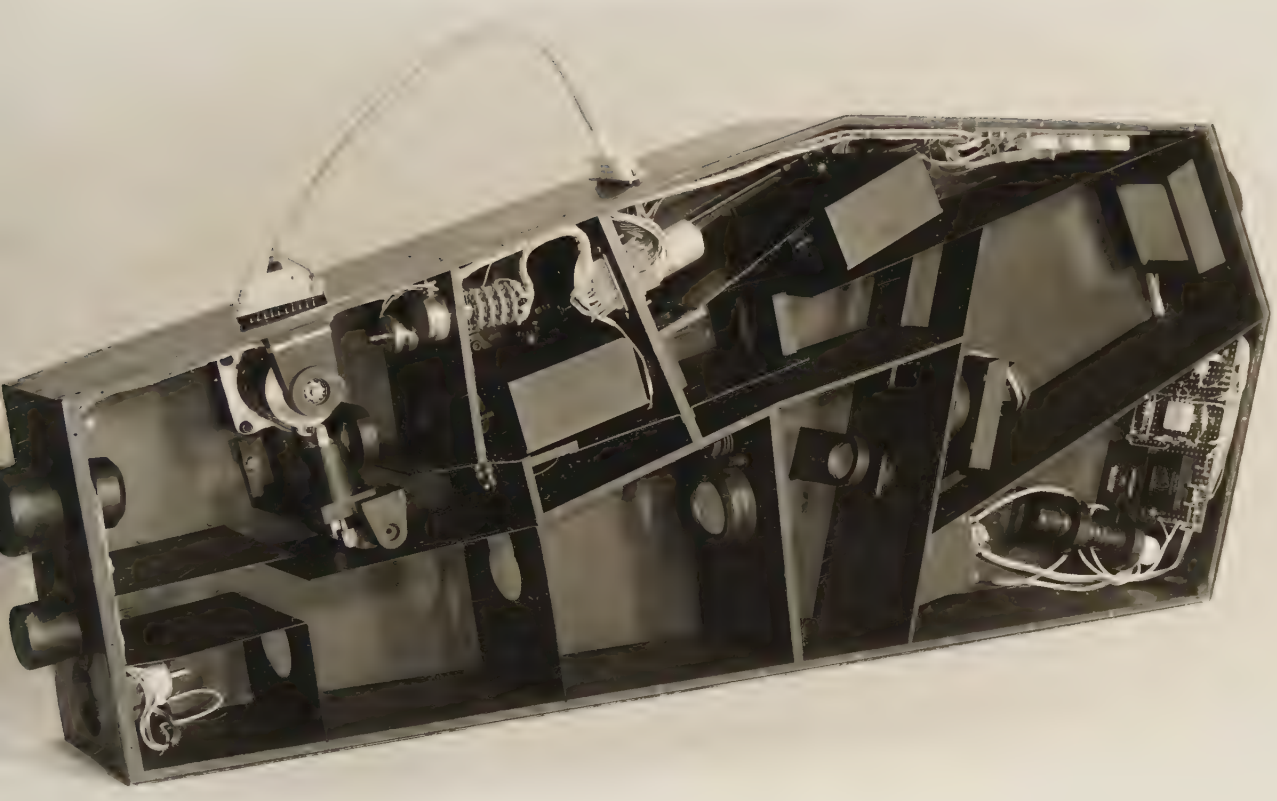


Figure I - 4 - Instrument n° 1, avant les modifications

k_λ la transmission des pièces optiques

Ω_λ l'angle d'ouverture de l'appareil en steradian

a la largeur de la fente d'entrée du spectrographe

D_λ la dispersion du spectre en Å/mm

l'énergie reçue par cm^2 pendant I seconde, à l'extérieur de l'atmosphère, dans le plan du spectre est :

$$E_\lambda = B_\lambda k_\lambda \Omega_\lambda D_\lambda a$$

Si S_λ est la sensibilité du film en ergs/cm^2, le temps de pose est

$$t = \frac{S_\lambda}{E_\lambda}$$

Avec l'instrument n° I : $k_\lambda \simeq$ I %, $\Omega_\lambda \simeq 10^{-3}$, a = I4μ , D_λ = I,6 Å/mm ;

Ainsi comme il faut 0,2 erg/cm^2 pour obtenir une densité unité sur l'émulsion SA I (Spectrum Analysis n° I), le temps de pose, pour une transmission atmosphérique unité sera : 4,5 secondes.

Si la transmission atmosphérique est de 4 %, le temps de pose est de I00 secondes. En fait, nous choisissons des temps de pose compris entre 0,7 seconde et 900 secondes.

3) Capacités de l'instrument

Le premier vol effectué au mois de Novembre I966 ne donne aucun résultat: seule la lumière parasite issue du 8e ordre du réseau à 3I50 Å impressionne le film. L'altitude atteinte par le ballon et la transparence atmosphérique ont été surestimées. A la suite de ce vol, afin de séparer les différents ordres du réseau, nous avons successivement placé un prisme en silice fondue dans le faisceau parallèle compris entre la lentille et le réseau (mars I967), puis divisé le faisceau aller et le faisceau retour sur le réseau (Juin I967 figure 1-5).

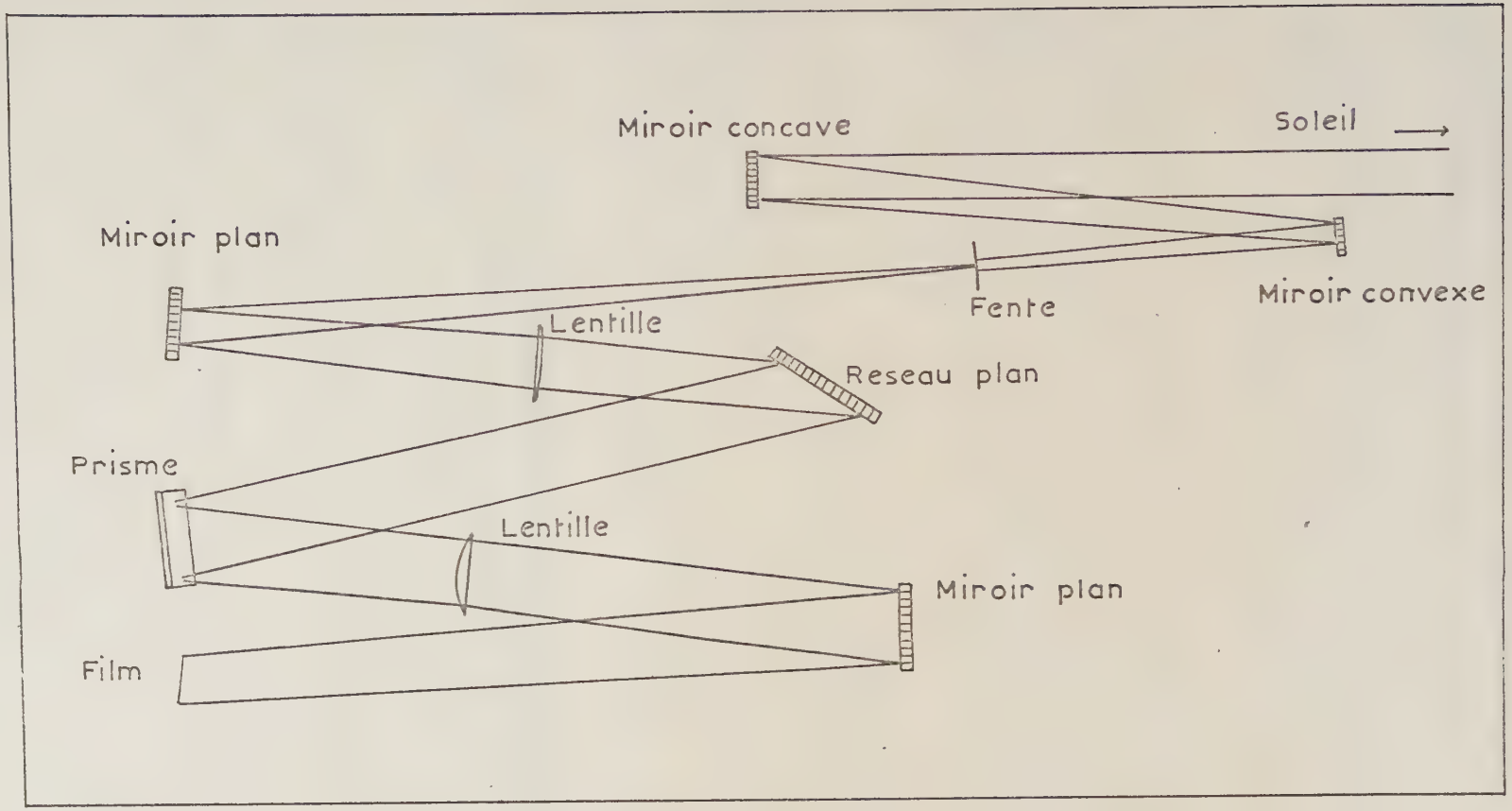


Fig I.5. Schéma optique de l'instrument lancé le 23 juin 1967

Au laboratoire, la résolution spectrale obtenue avec les raies d'une lampe à cathode creuse est de 0,025 Å (fig. 1-6).

La résolution angulaire de 6" d'arc est de beaucoup supérieure à la précision de ±I minute d'arc donnée par le système d'asservissement biaxial utilisé lors de ces premiers vols en ballon (Burello, I967) (20).

L'instrument n'est pas maintenu à température constante durant le vol, ce qui induit des déformations mécaniques qui limitent la résolution spectrale. Nous avons fait un test dans un caisson pour reproduire ces variations en introduisant un gradient de température entre la face avant, supposée chauffée par le soleil, et l'arrière de l'instrument, ce qui nous a permis de déceler une perte de résolution de l'ordre de 0,0I Å.

Cependant, les conditions de vol sont beaucoup plus sévères durant l'ascension du ballon et, comme les temps de pose réels ont été de plusieurs minutes, les variations, dans le temps, de la déformation, sont importantes. Rétrospectivement, à l'aide des spectres plus récents, nous estimons la perte de résolution spectrale comprise entre un facteur 2 et 3 par rapport à la résolution mesurée au laboratoire.

Le spectrographe présente plusieurs inconvénients :

- une faible luminosité. Nous avons mesuré une transmission instrumentale de 5°/$_{oo}$ avec le filtre interférentiel ;

- le 8e ordre donné par le réseau, malgré le filtrage et à cause de l'absorption atmosphérique due à l'ozone, est plus intense que le 9e ordre à 2800 Å ;

- le taux de lumière diffusée par les surfaces, due aux grandes longueurs d'onde, est important.

I.6. Profil de la raie du Mg I à 2779,83 Å, donné par une lampe à cathode creuse, obtenu avec le spectrographe de type Littrow.

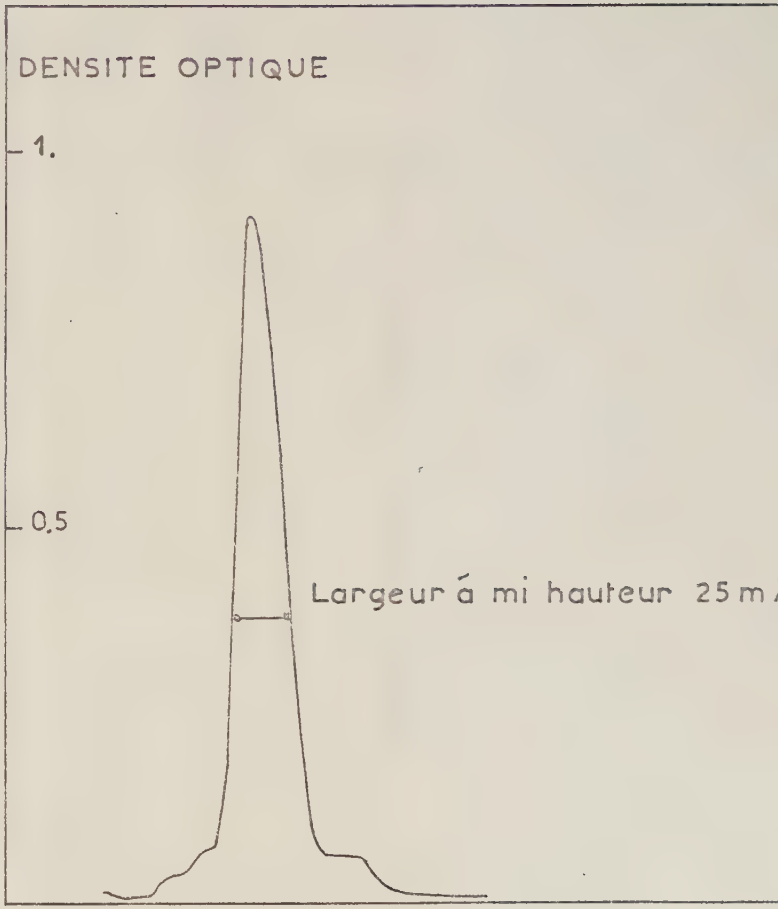


TABLEAU I-2

CARACTERISTIQUES DU PREMIER INSTRUMENT

TELESCOPE

Miroir principal	f = 600 mm	concave sphérique
Miroir secondaire	f = 1020 mm	concave sphérique

Focale équivalente 750 mm, Rapport d'ouverture f/20

SPECTROGRAPHE

Lentille convergente en silice fondue : diamètre 50 mm
distance focale 800 mm pour 2800 Å

Réseau Plan (BAUSCH et LOMB) :	surface rayée	64 x 64 mm
	traits/mm	600
	angle de blaze	48° 35'
Prisme en silice fondue :	angle au sommet	30°

Dispersion : 0,62 mm /Å

Pouvoir de résolution théorique $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \simeq 300.000$

Résolution spectrale au Laboratoire (fente 14µ) 0,025 Å

Résolution effective durant le vol 0,035-0,1 Å

Emulsions utilisées (KODAK) III-O-UV (Sept. 1966-Mars 1967)
SA I
(Spectrum Analysis n° 1), juin 1967

CHAPITRE IV

INSTRUMENT N°2 UTILISANT UNE COMBINAISON DES MONTAGES CZERNY-TURNER ET WADSWORTH

Nous décrivons cet instrument avec plus de détails car c'est lui qui nous a donné les résultats qui sont exploités dans les 2e et 3e parties de ce travail.

I - LE PRINCIPE

Le principe de cet instrument est identique à celui décrit au chapitre III . Il comprend un télescope et un spectrographe qui doivent satisfaire aux quatre conditions déjà énoncées :

- stigmatisme,
- spectre centré sur 2800 Å,
- résolution spectrale,
- faible taux de lumière parasite.

A la suite des résultats obtenus lors des expériences précédentes, il nous a semblé nécessaire d'ajouter deux conditions supplémentaires :

- bonne luminosité de façon à atteindre des temps de pose courts,
- régulation en température de l'instrument.

Au moment de l'utilisation de cet instrument, deux progrès techniques importants ont été accomplis :

- l'altitude du plafond des ballons est passée de 33 km à 37 km, ce qui diminue l'épaisseur d'ozone au-dessus du ballon,

- les pointeurs solaires biaxiaux permettent d'atteindre une résolution angulaire de ±IO secondes d'arc.

II - DESCRIPTION

Un télescope de type Cassegrain forme l'image du soleil sur la fente du spectrographe (figure 1-7 et 1-8). Le diamètre du miroir primaire parabolique est de I50 mm ; le miroir secondaire hyperbolique permet d'obtenir une longueur focale équivalente de 3 mètres. La distance entre les deux miroirs est fixée par des barres en Invar.

Le spectrographe utilise la combinaison des montages Czerny-Turner et Wadsworth. Il est composé de :

- un premier réseau concave, employé sur sa normale, avec la fente du spectrographe à son foyer, qui rend parallèle le faisceau issu de la fente ;

- un réseau plan, monté en dispersion croisée avec le premier réseau et utilisé dans un ordre élevé, qui diffracte le faisceau parallèle ;

- un second réseau concave, monté en dispersion croisée avec le réseau plan qui focalise le faisceau parallèle dans le plan de la caméra.

Durant les deux derniers vols, (2I Novembre I969 et 24 Juin I970) nous avons ajouté un canal pour obtenir un spectre à basse résolution de la raie K de Ca II afin de comparer cette raie aux raies H et K de Mg II. Dans ce but, une partie du faisceau parallèle diffracté par le 3e ordre du réseau plan est focalisée dans le plan du film par un autre réseau concave couplé à une lentille divergente, pour accroître la longueur focale.

Afin d'améliorer les calibrations, un dispositif de calibration du film durant le vol a été construit dans l'instrument. Un double Wadsworth (D.W.M., Bonnet et al (15), est employé dans ce but.C'est un spectrographe dont

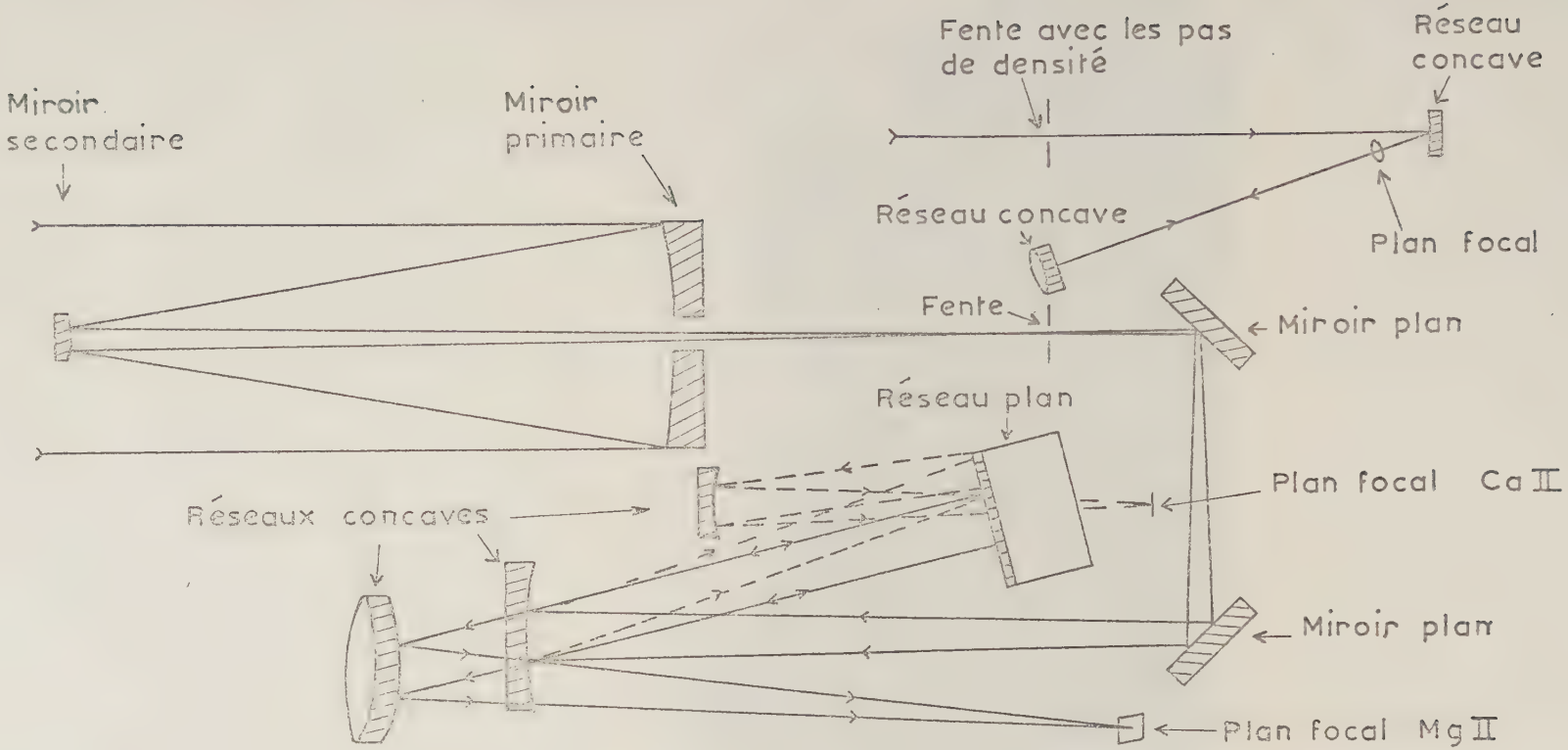


Fig I.7. Schéma optique de l'instrument utilisant un spectrographe de type Czerny-Turner-Wadsworth (C-T-W)

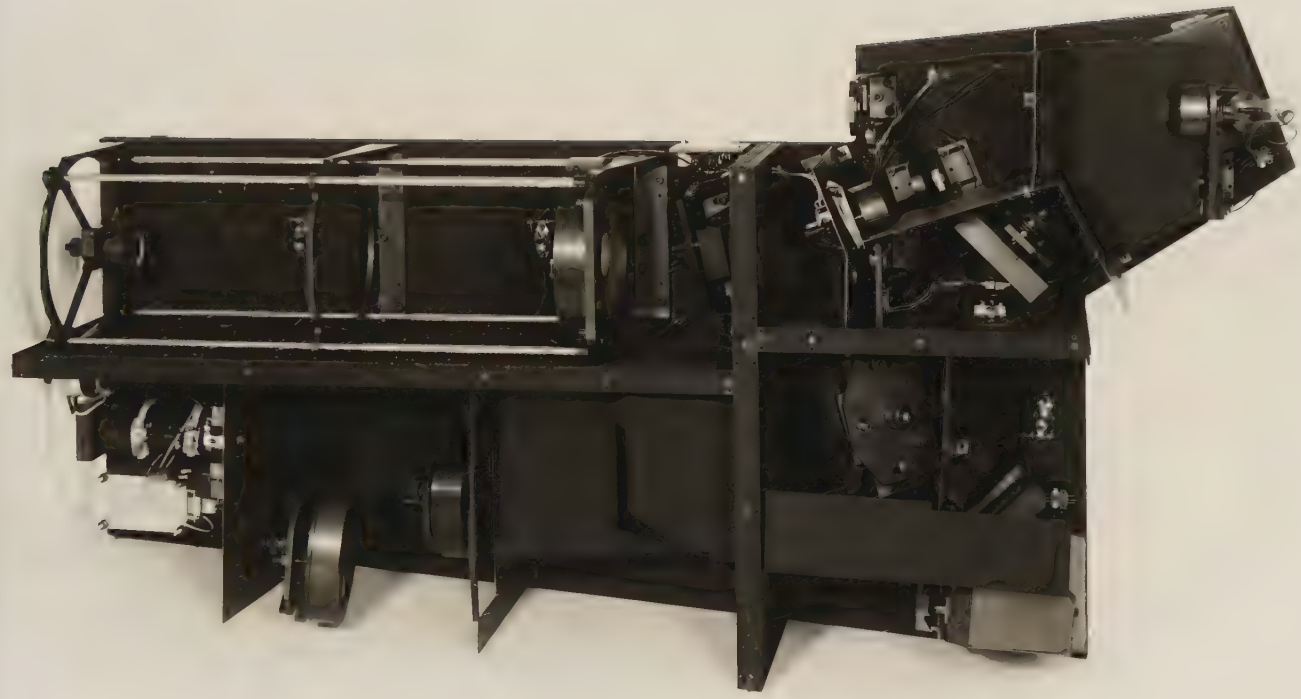


Figure I - 8 - Instrument n° 2

la fente est directement éclairée par le faisceau parallèle uniforme issu du soleil. Un filtre neutre à variation de densité continue ou discontinue est placé derrière la fente, donnant une variation d'illumination de la fente. L'image de la fente pour chaque longueur d'onde est formée dans le plan du film à l'aide des deux réseaux à dispersion croisée du D.W.M. L'obturateur du spectrographe de calibration est couplé à l'obturateur du spectrographe principal de façon à obtenir exactement les mêmes temps d'exposition sur le film.

Une cellule photométrique, avec un filtre dont la bande passante étroite est centrée sur 2800 Å, est placée sur la face avant de l'instrumentation pour mesurer les variations de la transmission atmosphérique au cours de chaque vol.

Les caractéristiques instrumentales pour chaque vol sont données dans la table I-3.

III - CAPACITE DE L'INSTRUMENT

a) Résolution angulaire du télescope

Performances théoriques :

Nous avons fait un programme de "tracé de rayons" pour obtenir la forme de la répartition de l'intensité lumineuse au voisinage du plan focal du télescope .

Sur la figure 1-9, nous donnons la qualité théorique de l'image au voisinage du plan focal du télescope :

- l'axe des abscisses correspond à l'axe de la fente du spectrographe,
- l'axe des ordonnées est perpendiculaire au plan focal, orienté suivant le sens des rayons lumineux.

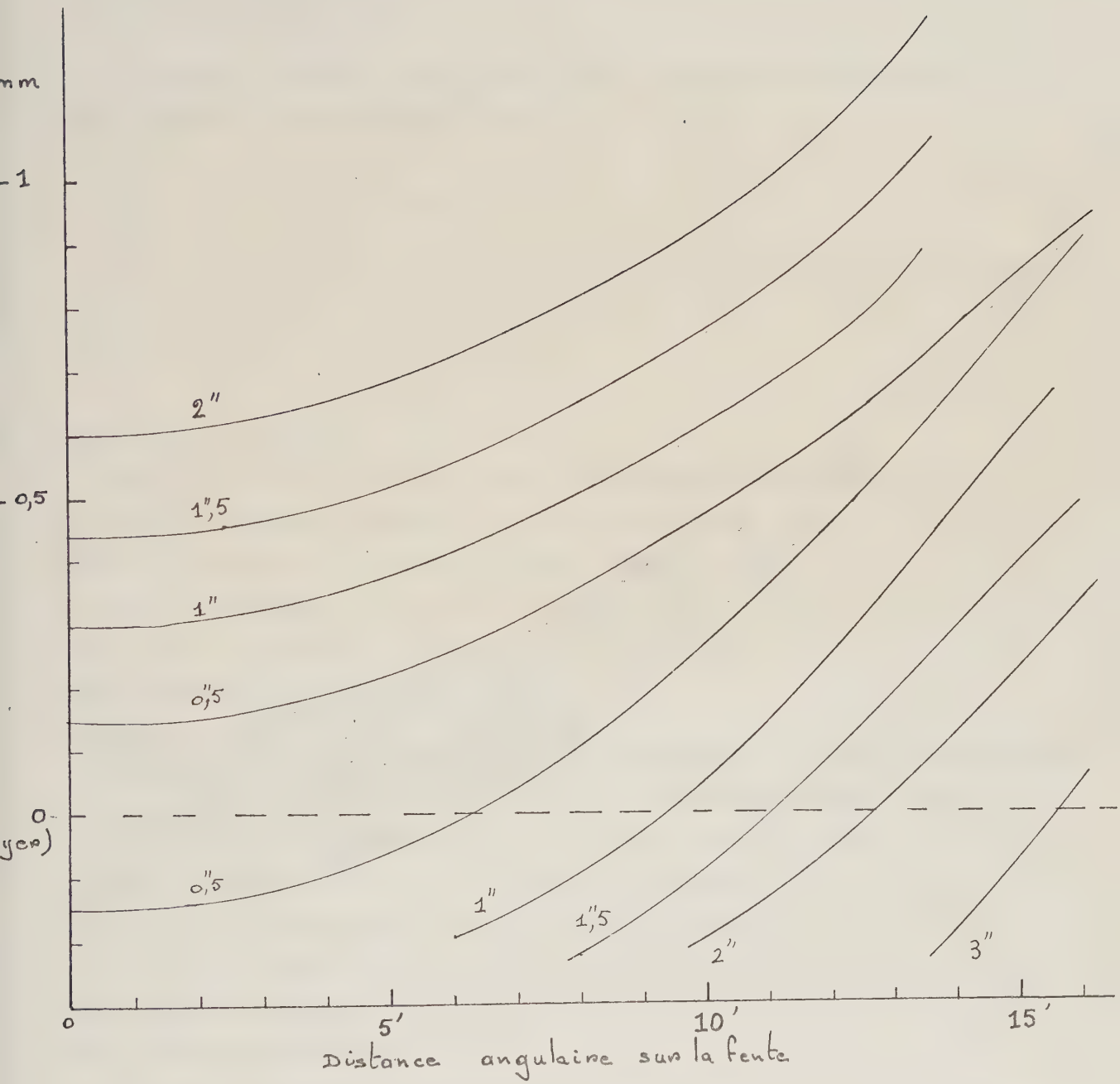


Fig. I.9 Diagramme montrant la résolution angulaire obtenue par le "tracé des rayons" le long de la fente du spectrographe en fonction de la mise au point

Nous pouvons donc obtenir une résolution angulaire de I" d'arc sur une grande partie du diamètre solaire en plaçant la fente légèrement en avant du plan focal du télescope.

Le rayon du premier anneau de la tache de diffraction donnée par le bord du miroir primaire à 2800 Å est :

$$I,22 \frac{\lambda}{a} = 2,4\ IO^{-7} \text{ radian ou } 0,5".$$

Ainsi, la résolution théorique du télescope est supérieure à I seconde d'arc sur une partie du diamètre solaire.

Performances mesurées :

Pour mesurer la résolution, nous avons employé le montage suivant : Au foyer du télescope Cassegrain, nous plaçons une mire éclairée par une source. Les pas de la mire correspondent respectivement à I" d'arc, 3" et 7" d'arc. Le faisceau parallèle issu du télescope est repris par un collimateur Newton de distance focale I,5 m et nous photographions l'image de la mire formée au plan focal.

L'inconvénient de cette méthode est d'accumuler les défauts du télescope et ceux du collimateur, donc de donner une image dégradée par rapport à la qualité de l'image donnée par le télescope seul ; d'autre part, nous opérons en lumière blanche, ce qui accroît le diamètre de la tache de diffraction. Les résultats sont donnés sur la figure I-IO, et montrent que les pas les plus fins de la mire sont résolus aussi bien sur l'axe optique qu'au bord du champ de I6'. Les caractéristiques du télescope sont donc voisines des valeurs théoriques.

b) Résolutions angulaire et spectrale du spectrographe

Performances théoriques :

Le spectrographe combine les avantages du montage Czerny-Turner asymétrique (Shafer et al,(67), Kudo (52)) employant un réseau avec un

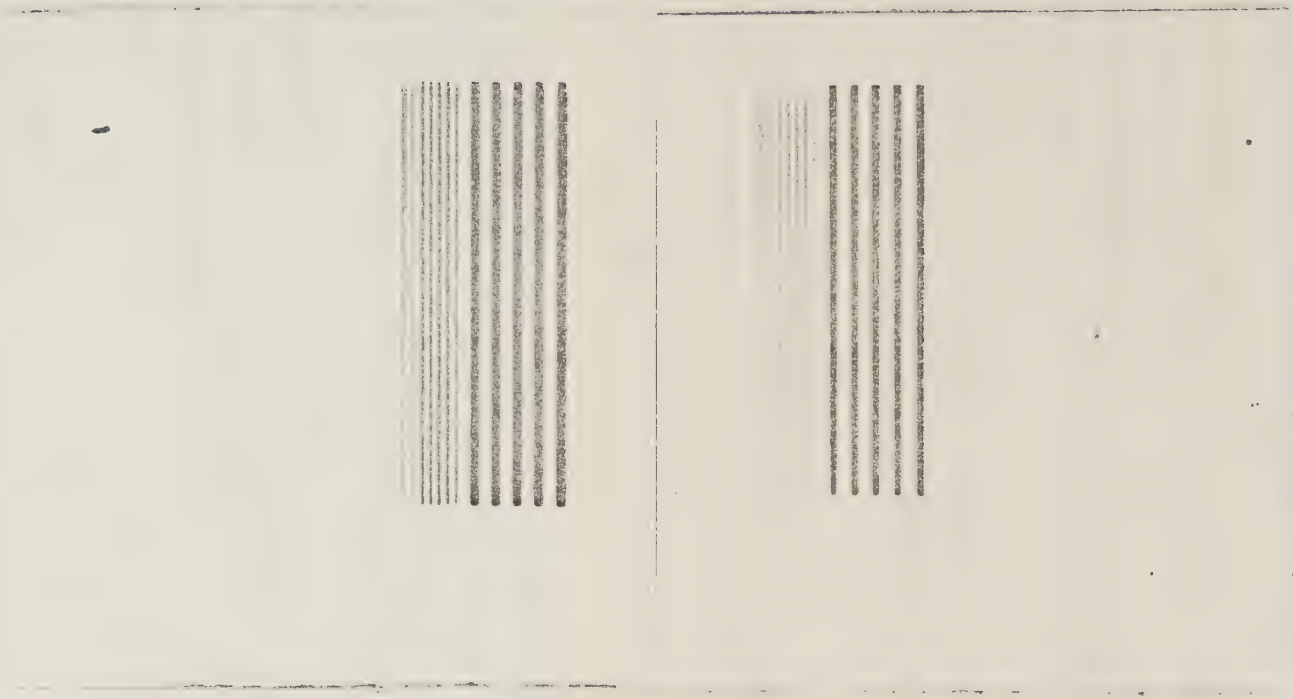


Fig I-10 Image de la mire dans le plan focal
a - sur l'axe optique
b - à 15' de l'axe

grand angle de blaze :

- grande luminosité,
- la coma et l'astigmatisme sont inférieurs à ceux donnés par un montage Ebert ou un montage Czerny-Turner symétrique ;

avec ceux du montage Wadsworth dans lequel le réseau concave est employé sur sa normale :
- le montage est stigmatique au fcyer et l'astigmatisme est faible au voisinage du foyer.

Le système Wadsworth permet de séparer les ordres donnés par le réseau plan et de diminuer le taux de lumière parasite due aux autres longueurs d'onde.

Nous avons établi un programme de tracé de rayons en utilisant la forme vectorielle donnée par Spenser et al (73):

$$S'_{\Lambda}r = -S_{\Lambda}r + \frac{m\lambda}{\sigma} q$$

où S et S' sont les vecteurs unité sur les rayons incidents et diffractés, r est le vecteur unité cental à l'élément de surface du réseau, q est le vecteur unité parallèle aux traits du réseau, m l'ordre de diffraction, λ la longueur d'onde et σ la distance entre les traits du réseau.

La qualité de l'image sur l'axe optique est donnée sur la figure I-11. La résolution spectrale théorique (donnée par l'optique géométrique) n'est pas limitée par les défauts de l'image ; la résolution angulaire est voisine de I" d'arc.

Performances mesurées :

Les figures I-12 et I-13 montrent les résolutions spectrale et angulaire mesurées avant le vol du 24 Juin I970. La fente d'entrée du spectrographe avait une largeur de I5μ et, dans le plan du film, IOμ était équivalent à :

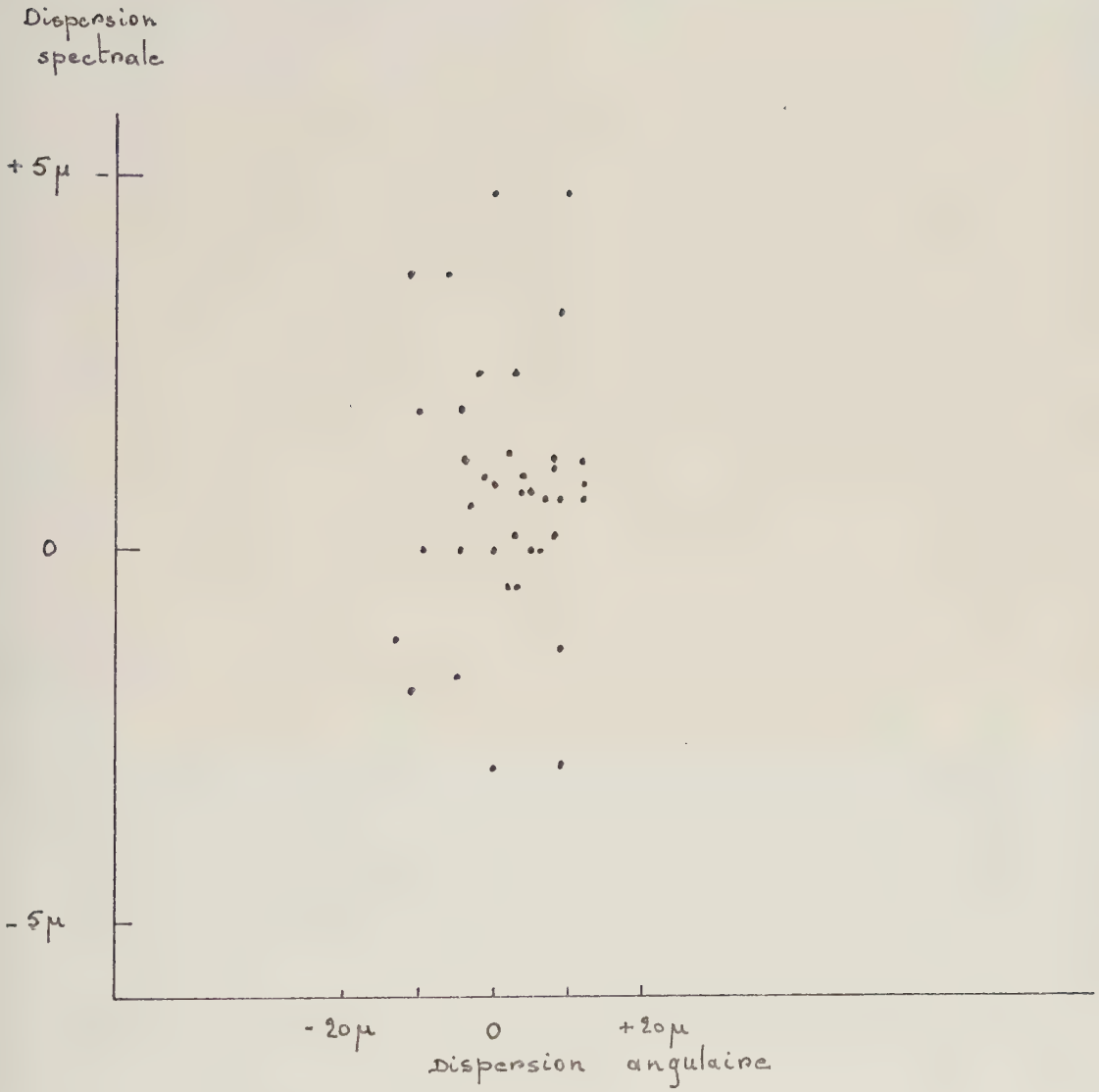


Fig I-11 Image, obtenue par le "tracé des rayons", d'un point sur l'axe optique, dans le plan focal du spectrographe

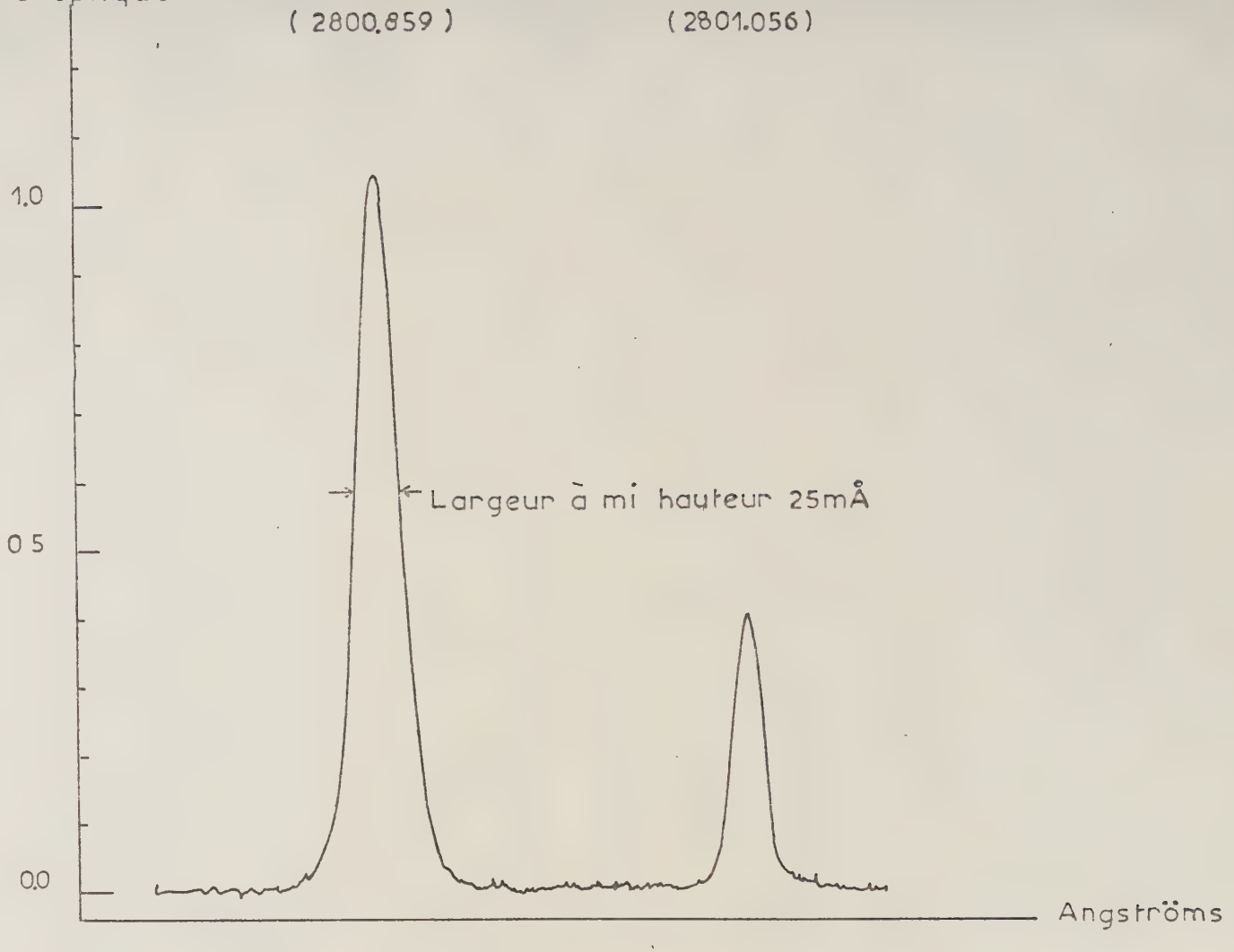


Fig I_12. Passage au microdensitomètre des raies du ZnI obtenues avec le spectrographe Czerny_Turner_Wadswordth .(C T W)

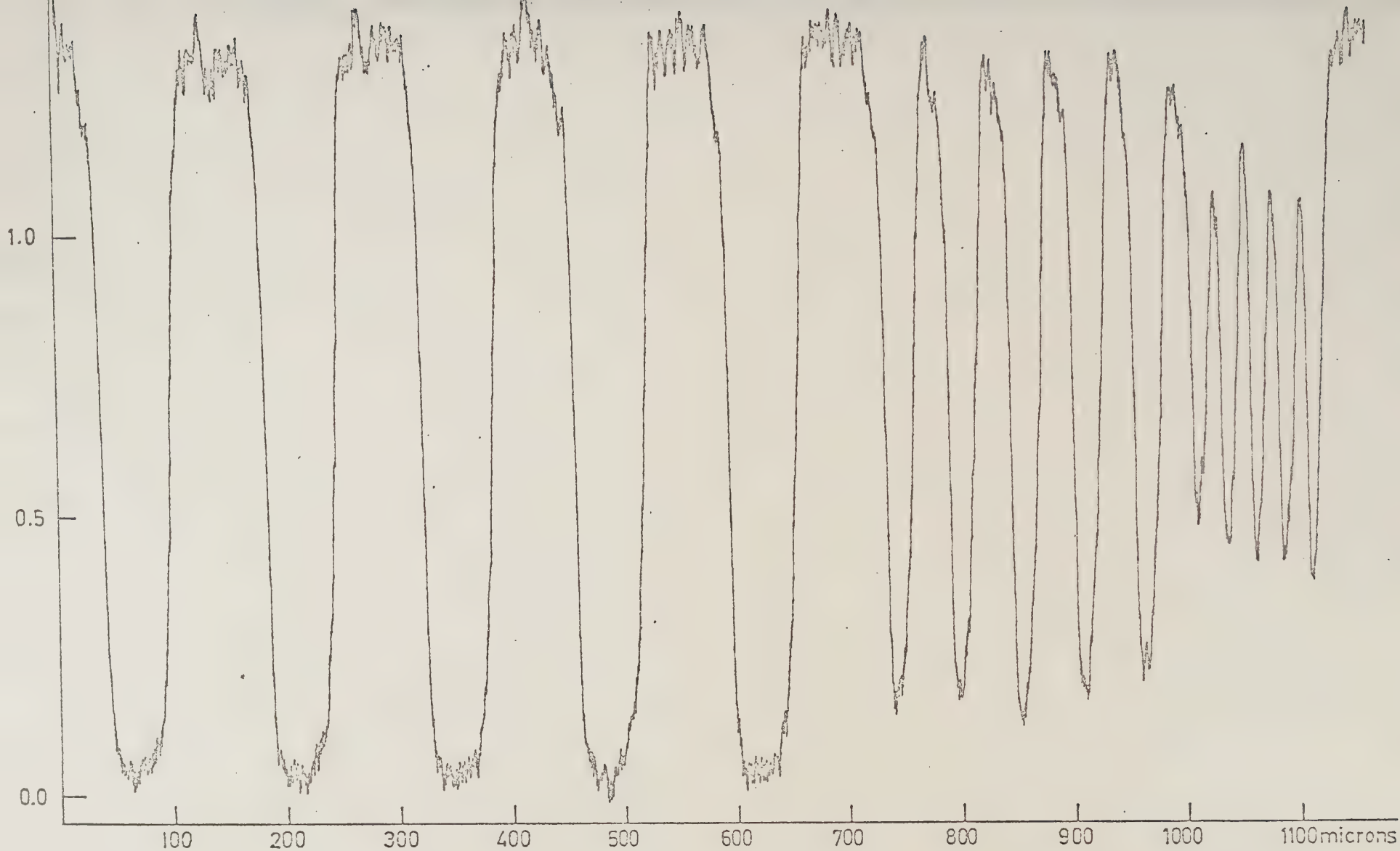
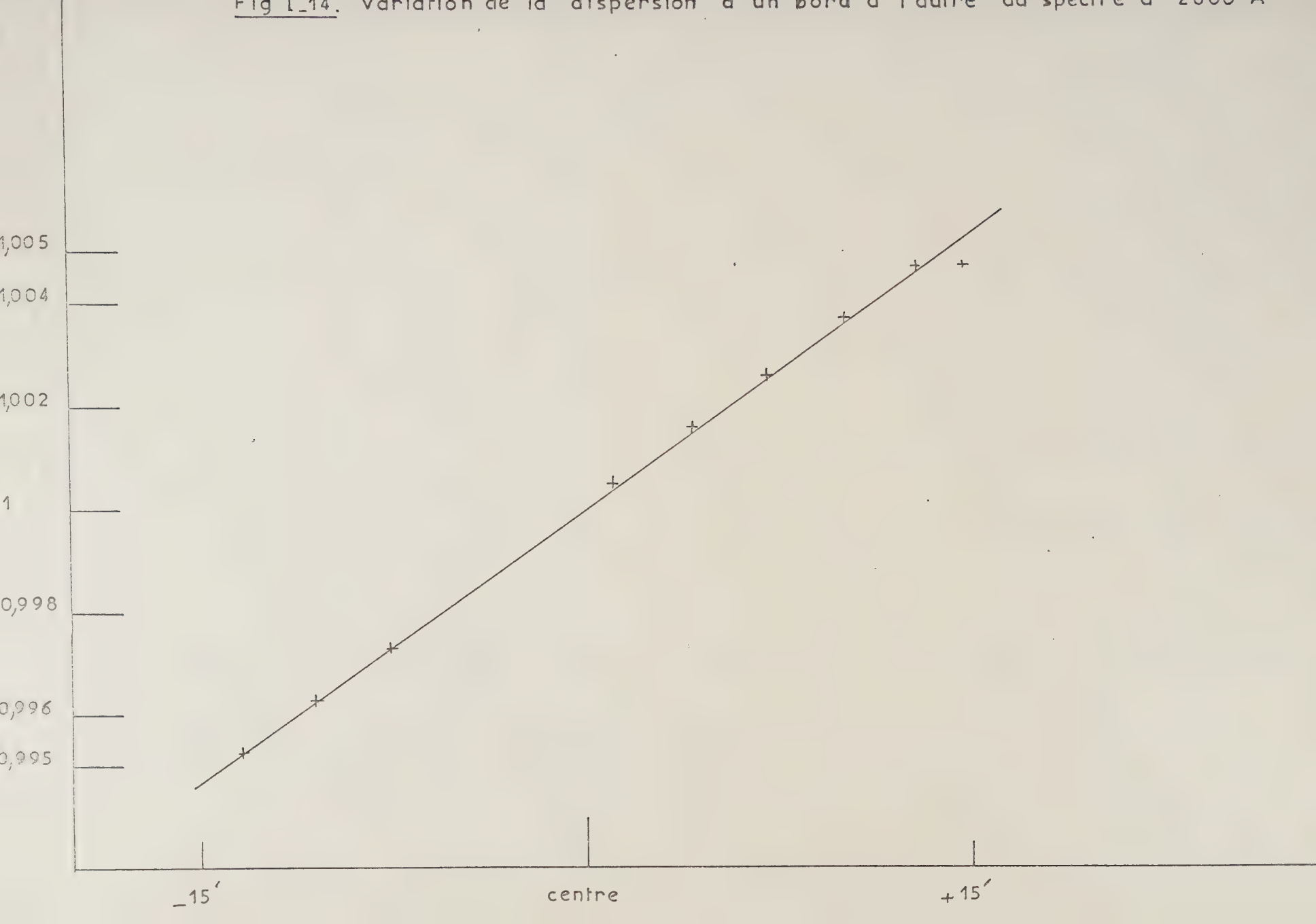


Fig. I-13 - Passage au microdensitomètre de l'image de la mire dans le plan focal du télescope
. Emulsion Agfa-Geraert 39 & 56
. Surface de la fente explonatrice 25 μ^2

Fig I_14. Variation de la dispersion d'un bord à l'autre du spectre à 2000 Å



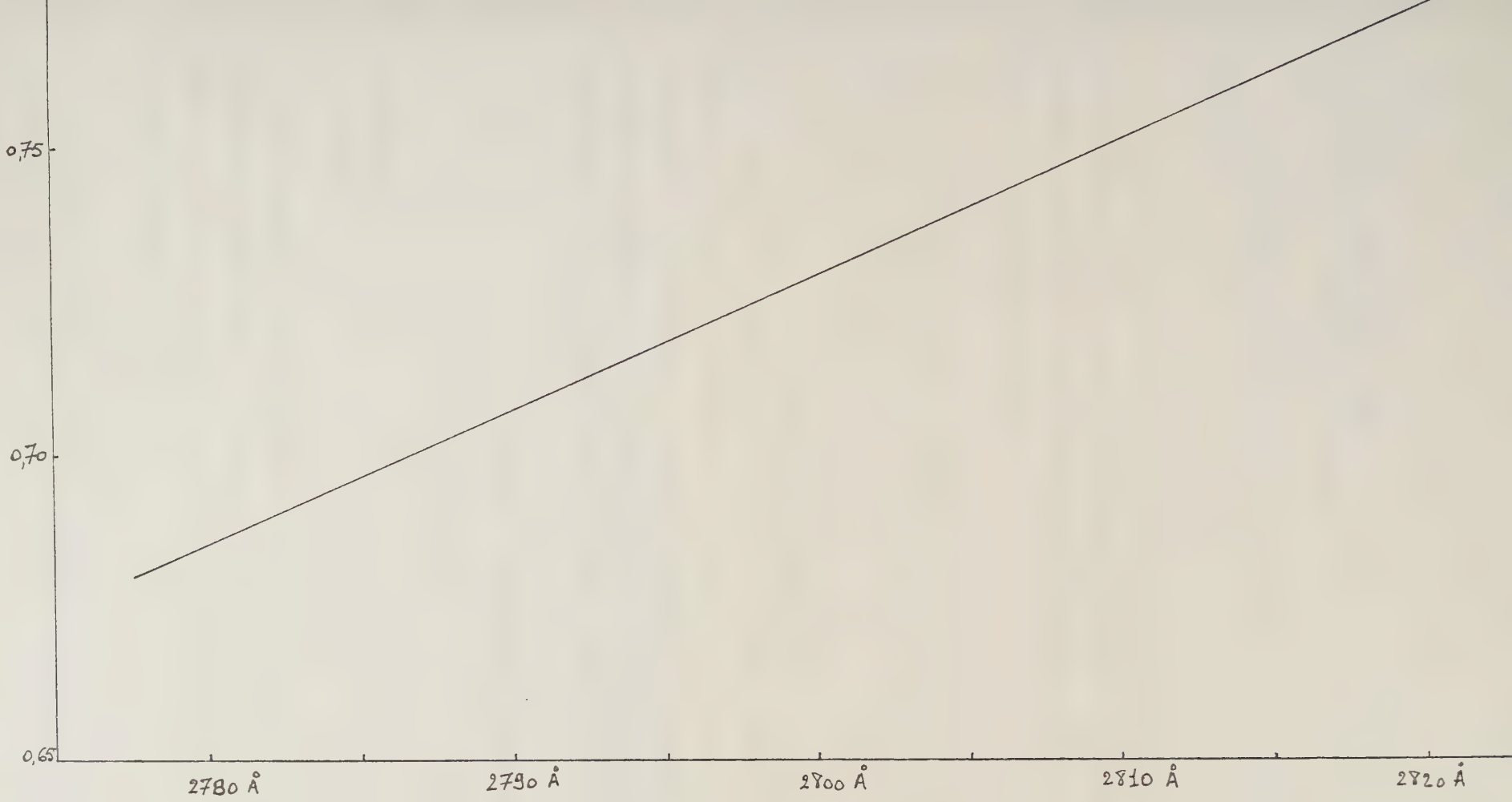


Fig. I - 15 Variation de la dispersion en fonction de la longueur d'onde

- 1" d'arc le long d'une raie,
- 0,014 dans le sens de la dispersion.

Le spectrographe résoud donc 1" d'arc sur l'axe optique, et mieux que 25 mÅ.

La figure I-14 représente la variation de dispersion d'un bord à l'autre du spectre à la longueur d'onde 2800 Å. Elle a été mesurée en prenant plusieurs raies du fer comme références en longueur d'onde. Cette variation est due à la dispersion croisée.

La figure I-15 donne la variation de dispersion d'une extrémité à l'autre du spectre, en fonction de la longueur d'onde, mesurée de la même manière que précédemment.

La variation de transmission instrumentale le long d'une raie est due principalement aux défauts de la fente (figure I-16). Elle a été mesurée en éclairant uniformément le télescope à l'aide d'un diffuseur. La variation de transmission instrumentale dans le sens de la dispersion spectrale est montrée sur la figure I-17 (Le spectre continu de référence a été fourni par une lampe au Xénon à haute pression OSRAM de 900 Watts).

IV - QUALITES ET DEFAUTS DE L'INSTRUMENT

a) Qualités

Cet appareil, dont les performances mesurées sont voisines des performances théoriques, est régulé en température durant toutes les phases de test et durant les expériences, ce qui permet de conserver les qualités optiques en vol.

Afin d'accroître la qualité de l'image, un dispositif interne d'asservissement a été placé dans le télescope au cours des deux derniers vols.

Fig I_16. Variation de la transmission instrumentale d'un bord à l'autre du spectre à 2800 Å.

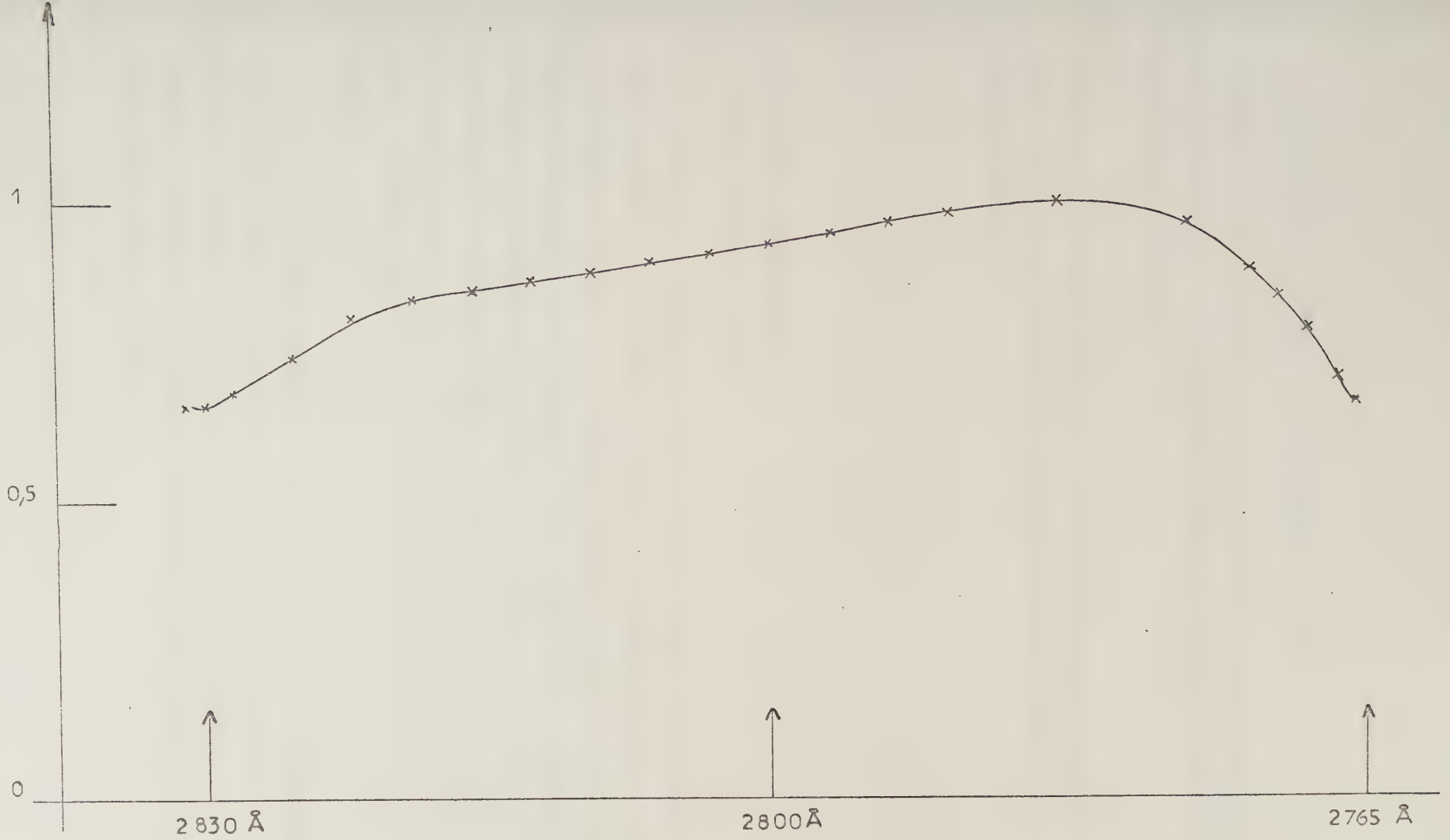


Fig I_17. Variation de la transmission instrumentale d'une extrémité à l'autre du spectre

Il comprend une boucle d'asservissement dont :

- le détecteur est constitué de trois ensembles fente-cellules dans le plan focal du télescope ; deux ensembles détectent le bord solaire et le troisième sert de référence,

- l'actionneur est constitué d'un ensemble d'électro-aimants, et permet la rotation du miroir secondaire en fonction du signal donné par la chaîne d'asservissement.

Les mesures, au laboratoire, donnent une précision d'asservissement supérieure à 1" d'arc. Cependant, lors des vols, la défaillance de la boucle d'asservissement n'a pas permis d'obtenir la même précision.

b) Défauts de l'instrument

Son principal défaut, est le résidu de lumière parasite que l'on observe sur les spectres. Il s'agit, en fait, du 4e ordre du réseau plan qui n'est pas entièrement filtré par les prédisperseurs ; pour un spectre uniforme, la lumière parasite est inférieure à I % de l'intensité du spectre principal, mais lors des observations en ballon, le signal est affaibli par un facteur IO, alors que le bruit reste constant. Lors des dépouillements, nous utiliserons la partie du spectre non affectée par la lumière parasite. L'emploi d'un filtre à large bande, plus efficace, devrait permettre de diminuer la lumière parasite.

Nous avons aussi mesuré le taux de polarisation instrumentale et nous avons trouvé 20 % le long d'une raie, et I % dans le sens de la dispersion. Cet effet n'affecte pas les profils en un point, mais peut affecter la variation des profils d'un point à un autre ; nous n'en tiendrons pas compte lors des dépouillements.

TABLEAU I-3

CARACTERISTIQUES INSTRUMENTALES

VOL	22.9.68	30.4.69	2I.II.69	24.6.70
TELESCOPE CASSEGRAIN				
Focale équivalente	300 cm	300 cm	300 cm	300 cm
Ouverture	I/20	I/20	I/20	I/20
SPECTROGRAPHE				
Canal Mg II				
Premier réseau concave	Bausch et Lomb	Bausch et Lomb	Jobin et Yvon	Jobin et Yvo
traits/mm	450	450	9I5	9I5
rayon de courbure	I50 cm	I50	I50	I50
ordre	2ème	2ème	Ier	Ier
Réseau Plan	Bausch et Lomb	Bausch et Lomb	Bausch et Lomb	Bausch et Lo
traits/mm	625	I200	I200	I200
ordre	9ème	5ème	5ème	5ème
pouvoir de résolution	300.000	300.000	300.000	300.000
Second réseau concave	Bausch et Lomb	Bausch et Lomb	Bausch et Lomb	Bausch et Lo
traits/mm	600	I200	I200	I200
rayon de courbure	I00 cm	I00 cm	I00 cm	I00 cm
ordre	2ème	Ier	Ier	Ier
filtre à large bande passante	transmission	transmission	réflexion	réflexion
fente	30µ	20µ	20µ	I5µ
résolution spectrale	0,045 Å	0,035 Å	0,030 Å	0,025 Å
résolution angulaire (au laboratoire)	3" d'arc	2" d'arc	2" d'arc	I" d'arc
dispersion linéaire	0,56mm/Å	0,73 mm/Å	0,73 mm/Å	0,73 mm/Å
film	IIIO-UV(Kodak)	IV E (Kodak)	SA I (Kodak)	39c56 (Agfa-Gevaert
Canal Ca II				
Premier réseau concave			cf Mg II	cf Mg II
Réseau plan			cf Mg II	cf Mg II
Ordre			3ème	3ème

VOL	22.9.68	30.4.69	2I.II.69	24.6.70
Deuxième réseau concave			Bausch et Lomb	Jobin et Yvon
traits/mm			600	600
rayon de courbure			50 cm	50 cm
ordre			Ier	3eme
focale équivalent avec la lentille			75 cm	50 cm
Résolution spectrale			0,I2 Å	0,08 Å
Résolution angulaire (au laboratoire)			5 sec d'arc	5 sec d'arc
Dispersion linéaire			0,36 mm/Å	0,32 mm/Å
Film			SA I (Kodak)	39c56 (Agfa-Gevaert)
SPECTROGRAPHE DE CALIBRATION				
Pas de densité optique	0,5	Linéaire	0,25	0,25
Intervalle de densité	0 - 2,5	0 - I,25	0 - I,25	0 - I,25
Réseau concave (B et L)				
Traits/mm	I200	I200	I200	I200
Rayon	50 cm	50 cm	50cm	50 cm

DEUXIEMÉ PARTIE

DEROULEMENT DES VOLS ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

CHAPITRE I

RESULTATS BRUTS

Le tableau II-1 montre l'ensemble des tentatives qui ont été faites pour obtenir le spectre du magnésium avec les 2 instruments décrits au chapître précédent.

I - VOL DU 23 JUIN 1967

Nous obtenons au cours de ce vol (58), les premiers spectres du magnésium ionisé observés à l'aide d'un instrument placé sous un ballon.

Par suite d'une rupture de la corde entre le parachute et la nacelle, celle-ci est tombée en chute libre ; seule la caméra, taillée dans un bloc d'aluminium a été récupérée intacte.

Nous donnons sur les figures II-1 et II-2 une reproduction du spectre et des passages au microdensitomètre au centre et au bord du disque solaire.

Sur ce spectre, nous observons, pour la première fois, la variation centre bord des deux raies en émission, renversées, du doublet de Mg II. Nous pouvons aussi remarquer l'augmentation en intensité et la modification du profil lorsque la fente du spectrographe intercepte une zone active. Toutefois, la qualité de ces spectres, est relativement médiocre par rapport aux suivants, et les résultats obtenus ne méritent pas un dépouillement très poussé.

TABLEAU II-1

CARACTERISTIQUES DES VOLS EFFECTUES

Date	Pression au plafond	Durée de l'expérience	Précision de pointage durant les meilleurs temps de pose (Pointeur)	Pointage interne	Temps de pose corrects	Emulsion
27.4.66	200 mb	-	-	-	-	SAI
2I.9.66	8 mb	45 mn	±I'	-	-	SAI
I7.2.67	5 mb	-	-	-	-	SAI
I5.3.67	700 mb	-	-	-	-	SAI
I6.3.67	7 mb	40 mn	±I;5'	-	I080 sec (sous-exposé)	IIIO-UV
2I.6.67	47 mb	-	-	-	-	SAI
23.6.67	7 mb	45 mn	±I'	-	57 à 230 sec.	SAI
8.8.68	5 mb	2 heures	-	-	-	IIIO-UV
22.9.68	5 mb	53 mn	±IO"	-	4 à 60 sec.	IIIO-UV
24.4.69	30 mb	-	-	-	-	IV-E
30.4.69	4 mb	55 mn	±7"	-	4 à 60 sec.	IV-E
22.9.69	4 mb	2 mn	±I5"	±5"	60 sec.	SAI
24.6.70	7 mb	90 mn	±IO"	(±3")±6"	8 et I7 sec.	39c56

λ

Figure II - 1 - Spectre obtenu lors du vol du 23 juin 1967.
Temps d'exposition : 230 s.

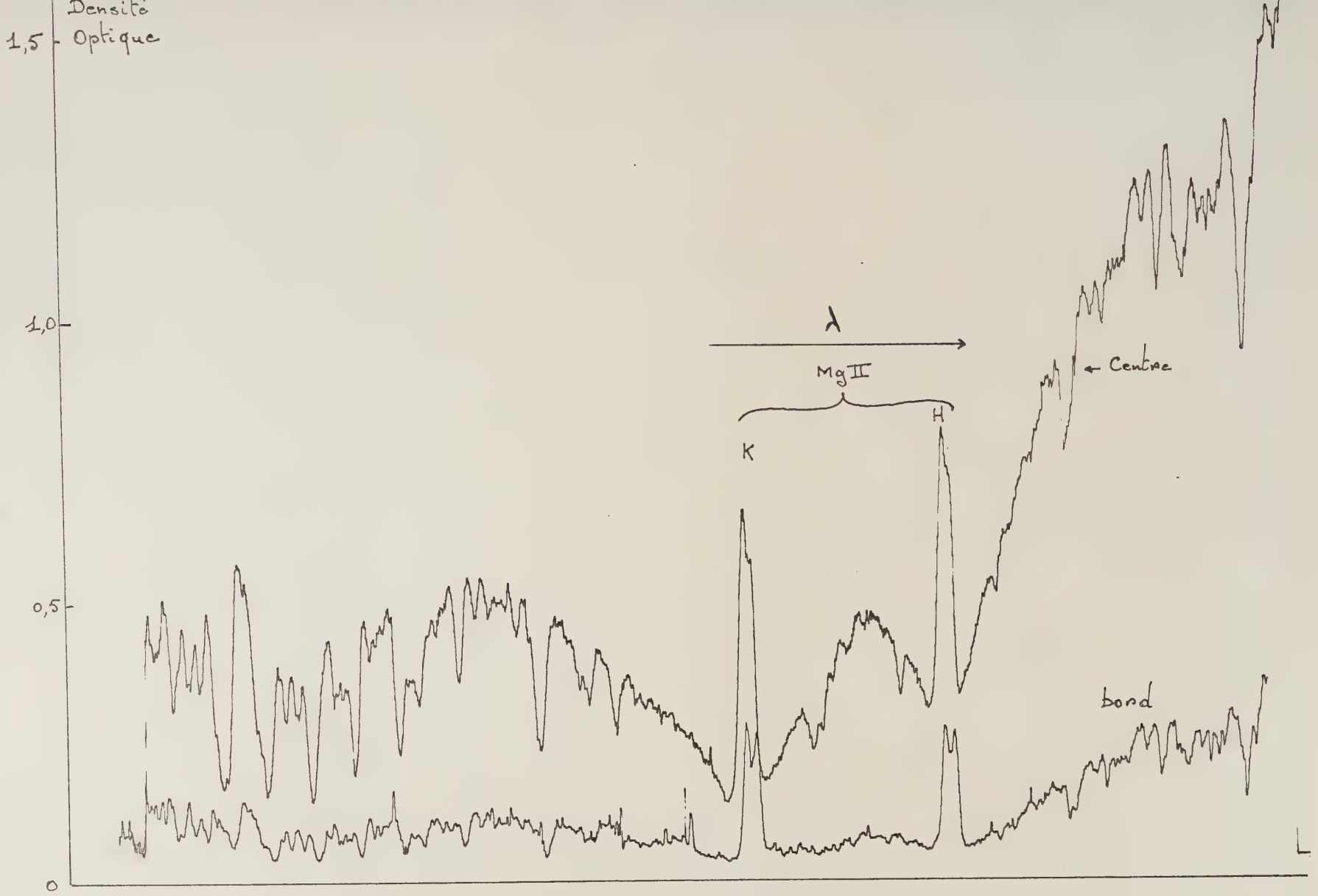


Fig II - 2 Passage au microdensitomètre - vol du 23 juin 1967 - t = 150 sec.

II - VOL DU 22 SEPTEMBRE I968

Ce vol a été réalisé avec l'instrument n° 2 durant l'éclipse partielle de soleil observable de France le 22 Septembre I968 (Lemaire (55)). Il a permis d'obtenir les premiers spectres stigmatiques à haute résolution du soleil dans les deux raies de Mg II et, en même temps, a servi de test pour le système de pointage avec moteur couple. Les principales caractéristiques de la variation centre bord du doublet sont mises en évidence sur les spectres obtenus lors de ce vol. :

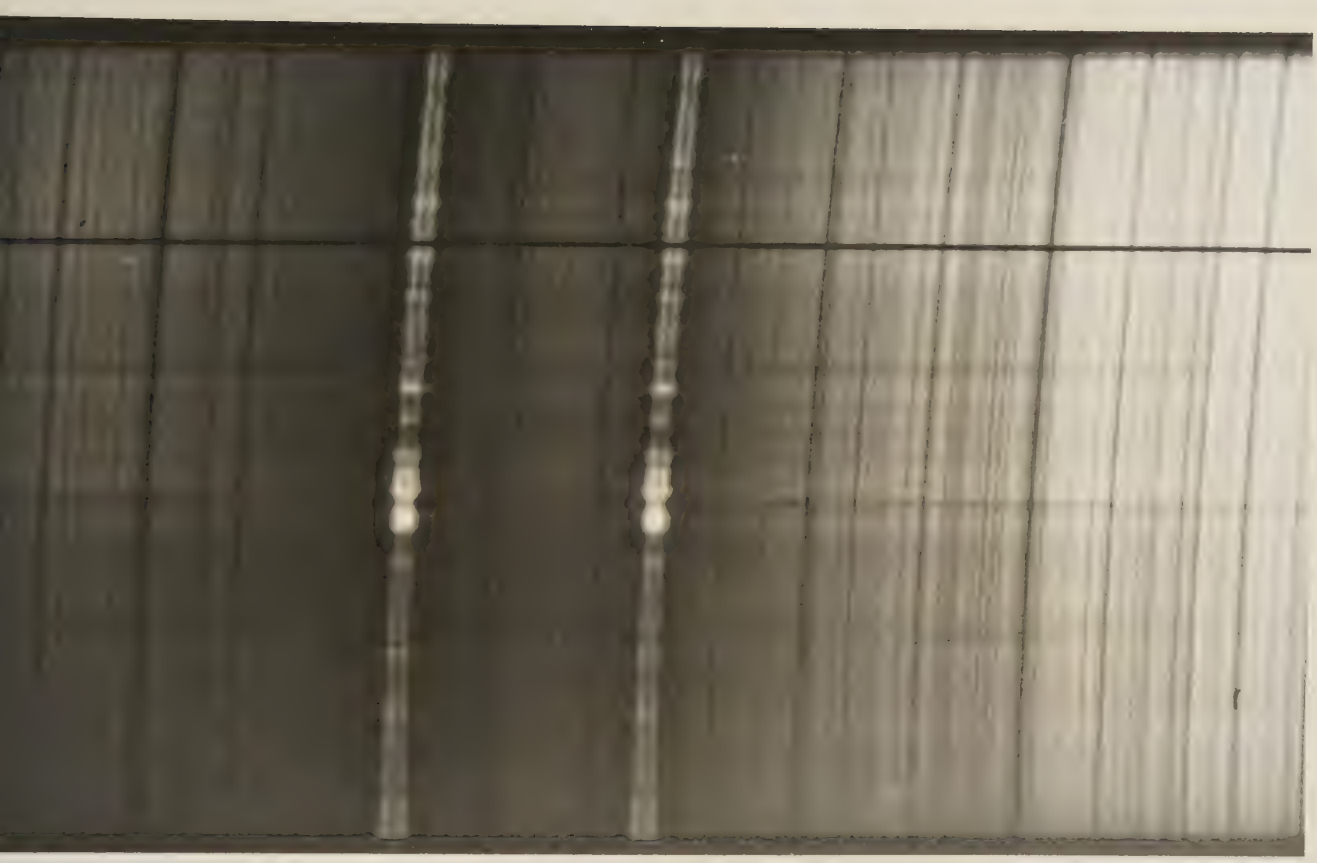
- le renversement central des deux raies de Mg II est semblable à celui qui apparaît pour les raies de Ca II, mais est considérablement plus intense,

- la distance entre les deux pics de chaque raie du doublet augmente du centre au bord, comme pour les raies H et K de Ca II,

- l'intensité émise dans les deux raies et la forme du profil dépendent de la position sur le disque solaire ; la chromosphère solaire est inhomogène et les raies de Mg II sont sensibles à l'activité,

La figure II-3 montre un des spectres obtenus lorsque la fente du spectrographe intercepte le bord lunaire.

A l'extérieur du bord solaire, chaque raie du doublet est prolongée par une émission au centre de la raie. On observe un phénomène analogue dans les raies H et K de Ca II. Cette émission, dans ce cas, est attribuée aux spicules.



λ

Figure II - 3 - Spectre obtenu lors du vol du 22 septembre 1968. Temps d'exposition 4 secondes. La fente du spectrographe a intercepté le bord lunaire (partie supérieure du spectre).

III - VOL DU 30 AVRIL 1969

Les spectres obtenus au cours de ce vol (fig. II-4) (Lemaire,(14)), confirment les résultats obtenus lors du vol précédent. En dehors des régions actives, la distance entre les 2 pics de chaque raie peut varier d'un point à un autre tandis que l'intensité de chaque pic reste constante ; les raies de Mg II sont sensibles aux inhomogénéités de la chromosphère dans les régions calmes.

Sur ce spectre, on aperçoit pour la première fois, deux raies très faibles en émission,non identifiées, situées chacune à environ 1 Angström vers les grandes longueurs d'onde des raies H et K de Mg II .

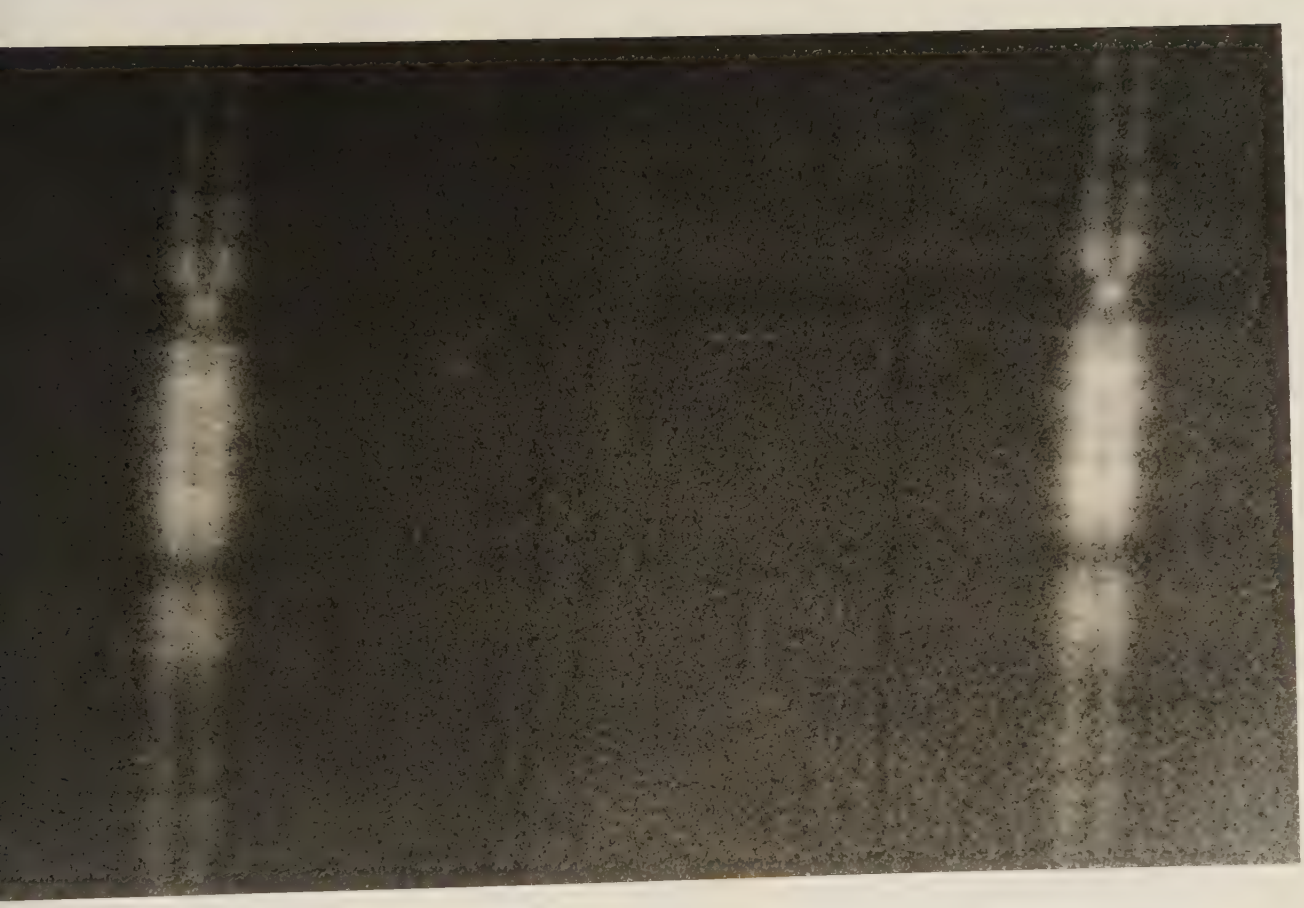
IV - VOL DU 21 NOVEMBRE 1969

Lors de ce vol, nous avons voulu expérimenter le système d'asservissement interne à l'instrumentation. La fente du spectrographe a intercepté une tache solaire jeune, apparue quelques jours apparavant,dans une région très active (plusieurs taches nouvelles sont apparues en quelques jours au milieu de deux taches plus anciennes) (fig. II-5). Malgré le très faible rapport signal/bruit de ce spectre, dû à la très faible transmission atmosphérique (1%) au moment de l'expérience, nous pouvons remarquer :

- la très grande intensité des deux raies de Mg II dans la plage qui se trouve au bord de la tache solaire,
- la décroissance rapide de l'intensité dans la tache et la forme très étroite du profil des deux raies au centre de la tache,
- la variation de la distance entre les pics de chaque raie depuis l'extérieur de la tache au centre de la tache.

λ

Figure II - 4 - Spectre obtenu lors du vol du 30 avril 1969. Temps d'exposition 15 s. Le trait sombre est dû à une référence en position placée sur la fente du spectrographe.



λ

⟶

Figure II - 5 - Spectre obtenu lors du vol du 21 novembre 1969
Temps d'exposition 1 mn.

V - VOL DU 24 JUIN 1969

Lors de ce vol, malgré quelques incidents dus au mauvais fonctionnement du pointeur solaire, nous obtenons un spectre avec une résolution angulaire voisine de 4" d'arc (figure II-6) et plusieurs spectres dont la résolution angulaire est voisine de 7" d'arc.

Sur le spectre à grande résolution angulaire, apparaît une structure régulière qui affecte les profils des deux raies.

L'intensité au centre de chaque raie varie et est très faible en certaines régions du disque solaire.

Les deux raies faibles en émission observées lors du vol du 30 Avril 1969 sont également bien visibles ici.

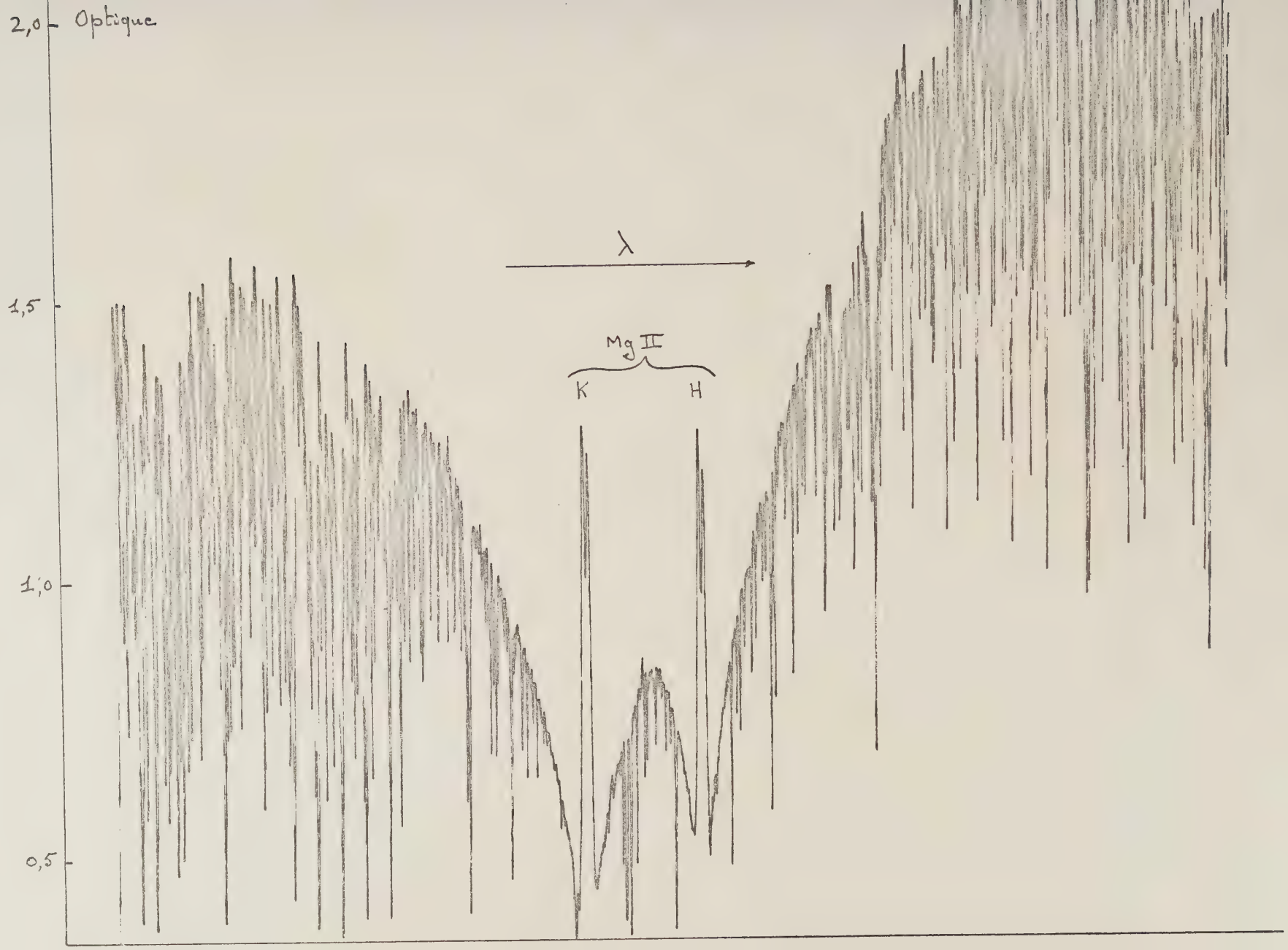
La figure II-7 permet de comparer une portion du spectre de la figure précédente avec celui de la raie K de Ca II obtenu par le même spectrographe, au même instant. Malgré la faible résolution du spectre de Ca II, les régions très intenses dans le spectre de Mg II sont aussi très intenses pour le spectre de Ca II. C'est la première fois qu'a été faite l'observation simultanée des deux doublets de résonance.

La figure II-8 montre un passage au microdensitomètre au centre du disque solaire d'un spectre dont le temps de pose est de 17 secondes. Les ailes en absorption des raies de Mg II s'étendent sur plusieurs dizaines d'Angströms et la variation de transmission atmosphérique avec la longueur d'onde est très forte. Sur cette portion du spectre, les ailes très larges des raies de Mg II , et le très grand nombre de raies de Fraunhofer qui se superposent, ne permettent pas l'observation du spectre continu, pour autant qu'il puisse être atteint dans cette région du spectre.

λ

Figure II - 6 - Spectre obtenu lors du vol du 24 juin 1970
Temps d'exposition 8 s.

Figure II - 7 - Portion des spectres obtenus simultanément dans les raies K de Mg II et de Ca II lors du vol du 24 juin 1970


2,0
Optique
1,5
1,0
0,5
λ
Mg II
K
H

Ce sont les résultats obtenus lors de ce vol qui, d'une qualité supérieure aux précédents, seront analysés et interprétés en détail dans la troisième partie de ce travail.

I - DETERMINATION DE LA RESOLUTION ANGULAIRE PENDANT LES VOLS

Afin de connaître la résolution angulaire obtenue pendant les vols, nous calibrons le signal fourni par les détecteurs de la boucle d'asservissement. Cette calibration est faite au sol :

- par le tracé de la courbe caractéristique des détecteurs et de la cellule de référence ;
- par l'introduction d'un signal d'erreur dans la boucle d'asservissement et la mesure du déplacement de l'image solaire dans le plan focal du télescope.

Le signal donné par les détecteurs et la cellule de référence est transmis par télémesure et le calcul de la précision de pointage est fait pour chaque temps de pose.

Les erreurs sur cette mesure sont dues aux erreurs de la calibration au sol, à la dérive des courbes caractéristiques des détecteurs durant le vol et à la qualité de la retransmission par télémesure.

Lors des vols effectués, nous pouvons estimer la somme de ces erreurs à $\pm$ 5" d'arc sur la précision donnée par les détecteurs extérieurs à l'instrument, et à $\pm$ 2" d'arc sur la précision donnée par les détecteurs placés au foyer du télescope.

Pour chaque vol, nous éliminons du dépouillement les spectres qui ont une mauvaise résolution angulaire ou qui sont surexposés ou sous exposés.

II - LECTURE DES DENSITES OPTIQUES SUR LE FILM

Pour le vol du 14 juin 1970, le film a été analysé au microphotomètre du High Altitude Observatory de Boulder (Colorado) (H.A.O.). Les résultats sont enregistrés directement sur bande magnétique.

La fente d'exploration utilisée de 5 µ x 70 µ correspond à un élément de résolution de 0,0066 Å x 7" respectivement. L'échantillonnage est de 5 µ dans le sens de la dispersion et de 70 µ le long d'une raie.

III - FILTRAGE DES ENREGISTREMENTS DENSITOMETRIQUES

Malgré le choix d'une émulsion à grain fin, il est nécessaire de filtrer les enregistrements pour réduire les fluctuations dues au grain du film. Pour ce faire, nous avons utilisé un programme mis au point au H.A.O. par White (19).

Ce programme calcule le spectre de puissance du signal. Nous donnons un exemple de ce spectre sur la figure II.9.

En abscisse se trouve portée la fréquence, c'est-à-dire l'inverse du nombre total de points utilisés dans la transformation multiplié par le nombre de points dans l'intervalle de mesure. La puissance du spectre normalisée à l'unité est mise en ordonnée .

La résolution spectrale de nos films est de 0,025 Å ; il est donc inutile de conserver les fluctuations résiduelles de transmission du film qui ont une dimension inférieure à 0,025 Å. Le programme calcule le filtre correspondant et restitue les données filtrées.

Sur la figure II-10, nous montrons une portion du spectre (juin 1970, 17 s.) enregistrée avant le filtrage et après le filtrage. La différence entre les deux courbes est ici faible car nous avons utilisé une émulsion à grain fin et une fente exploratrice de dimension relativement grande.

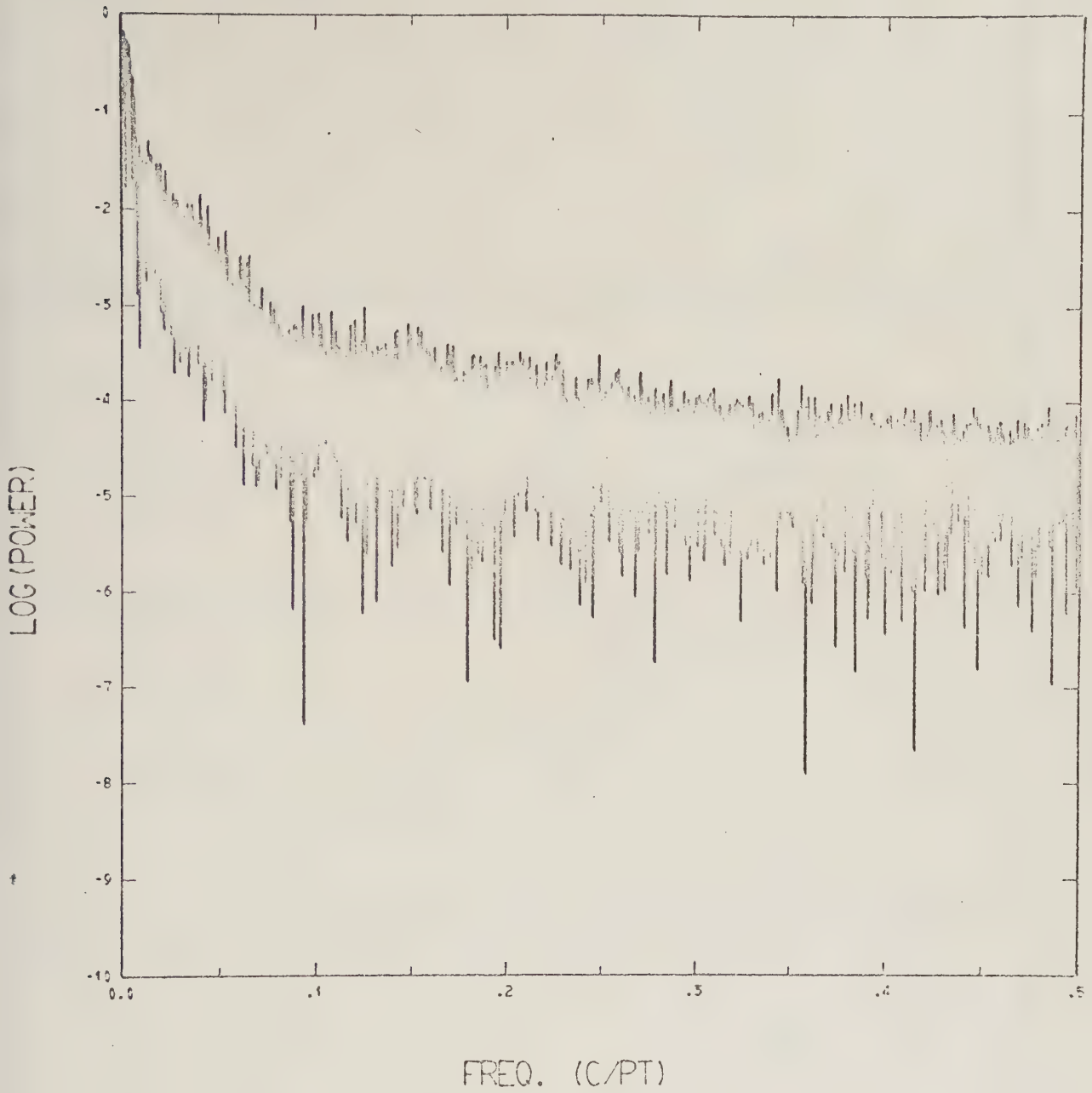


Figure II - 9 - Spectre de puissance

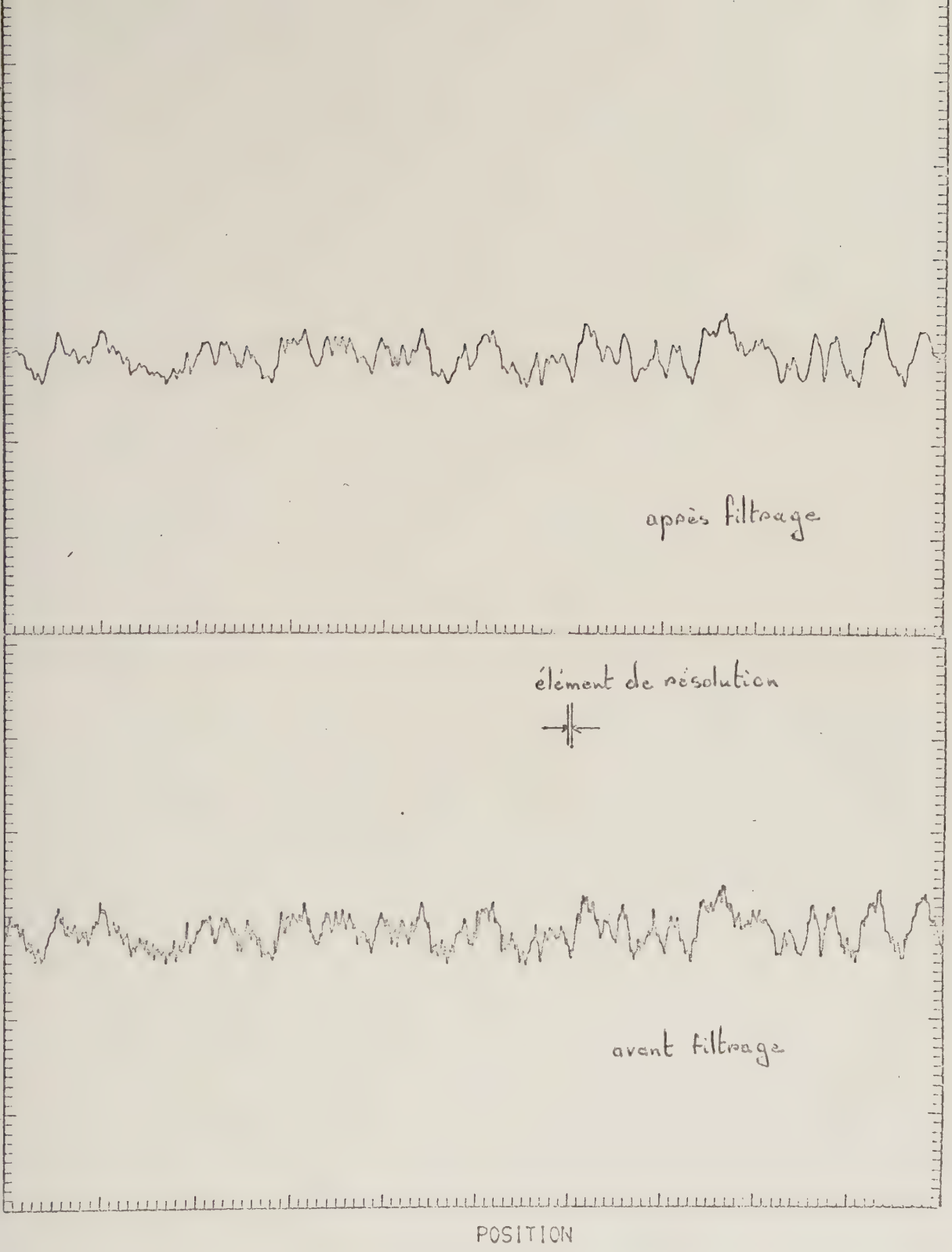


Figure II - 10 - Filtrage des données

IV - RESTITUTION DES INTENSITES

Afin de faciliter l'utilisation par l'ordinateur de la courbe caractéristique de l'émulsion (figure II, 11), nous avons utilisé la transformation de Baker (cf. Annexe III) qui permet d'obtenir une courbe linéaire sur un plus grand intervalle d'intensité que la courbe caractéristique directe qui représente la densité optique du film en fonction du logarithme de l'éclairement.

Nous avons représenté la courbe ainsi obtenue par un polynôme du 4e degré. Ensuite, nous effectuons les corrections de transmission instrumentale d'une extrémité du spectre à l'autre et le long d'une raie (cf. 1ère partie). Puis nous corrigeons le spectre des variations de transmission atmosphérique avec la longueur d'onde.

Pour calculer la quantité résiduelle d'ozone présente au-dessus du ballon et ainsi restituer le spectre solaire en intensité absolue, nous utilisons comme référence le spectre obtenu en fusée par Bonnet et al. (15). Connaissant les coefficients d'absorption de l'ozone et la différence de transmission à deux longueurs d'onde, après convolution par la fonction instrumentale du spectre de référence, nous déduisons la quantité d' ozone par comparaison au spectre de référence.

A la longueur d'onde λ_1, la transmission atmosphérique est :

$$\frac{I_{\lambda_1}}{I_{0\,\lambda_1}} = 10^{-\kappa_{\lambda_1} x}$$

de même pour λ_2

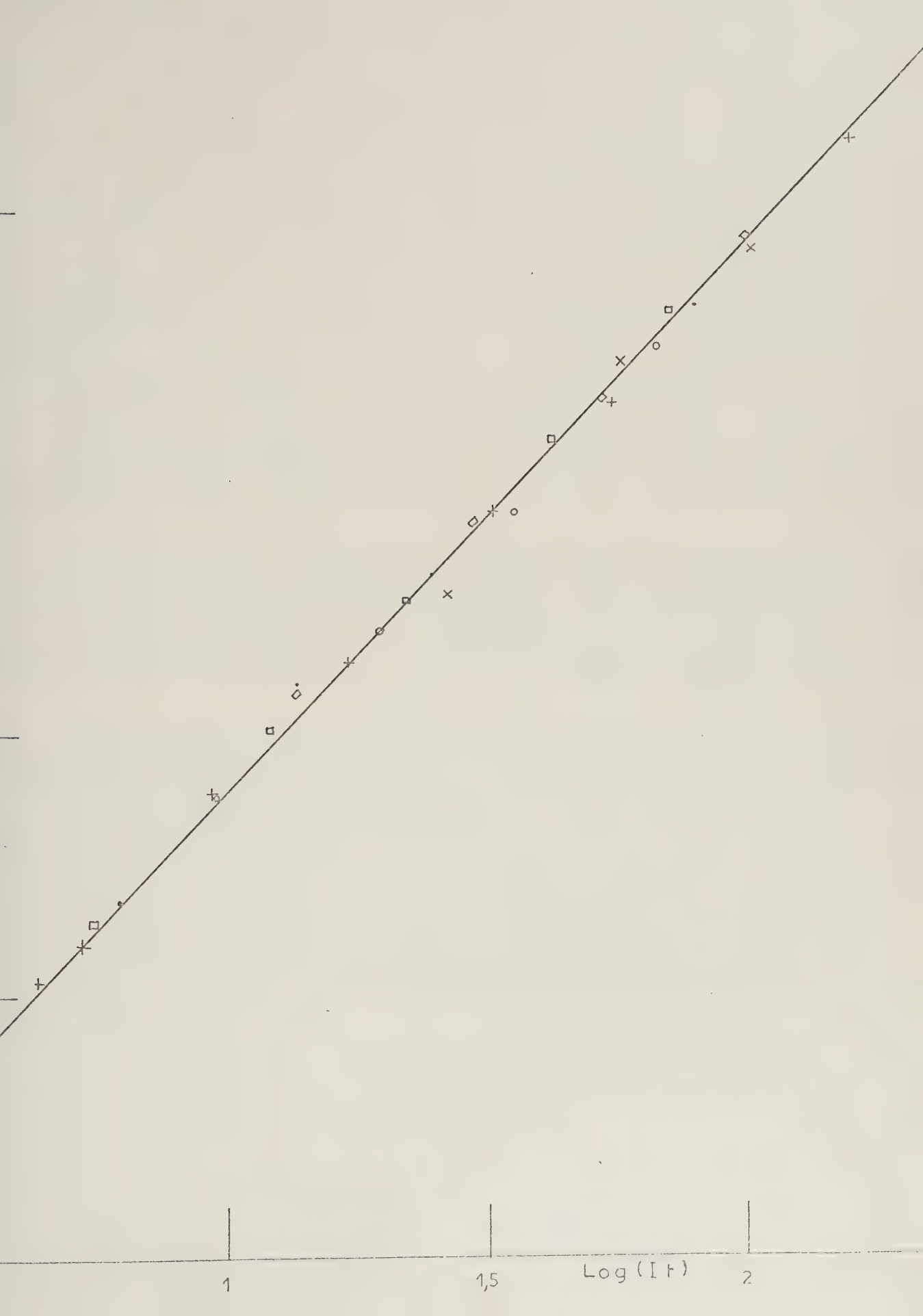
$$\frac{I_{\lambda_2}}{I_{0\,\lambda_2}} = 10^{-\kappa_{\lambda_2} x}$$

κ_{λ_1} : coefficient d'absorption à la longueur d'onde λ_1

x : épaisseur réduite d'ozone en cm

I_{λ_1} : intensité mesurée à la longueur d'onde λ_1

$I_{0\,\lambda_1}$: intensité mesurée à l'extérieur de l'atmosphère à la longueur d'onde λ_1


1
1,5
Log (I t)
2

d'où

$$10^{-(\kappa_{\lambda_2}-\kappa_{\lambda_1})x} = \frac{I_{\lambda_2}}{I_{\lambda_1}} \times \frac{I_{0\,\lambda_1}}{I_{0\,\lambda_2}}$$

à l'extérieur de l'atmosphère $I_{0\,\lambda_1}$ et $I_{0\,\lambda_2}$ sont mesurées sur le spectre de référence, d'où

$$x = -(\log I_{\lambda_1} - \log I_{\lambda_1} + \log I_{0\,\lambda_1} - \log I_{0\,\lambda_2})/(\kappa_{\lambda_2} - \kappa_{\lambda_1})$$

Les coefficients d'absorption utilisés pour l'ozone sont ceux donnés par Vigroux (82).

Nous montrons sur la figure II-12 la variation relative de l'intensité au centre du disque solaire en fonction de la longueur d'onde après correction de la transmission instrumentale et de la transmission atmosphérique. Sur cette figure, la forme des raies de Mg II, absorption et émission, apparaît clairement.

La figure II-13 donne la portion centrale du spectre avec les deux raies en émission de Mg II. Ce profil, au centre du disque, analysé avec une longueur de la fente du microphotomètre qui correspond à 30 secondes d'arc sur le soleil, donne ainsi le profil typique des deux raies avec le renversement central et la dissymétrie des pics. Nous avons déjà signalé la présence, près de la raie K et de la raie H, de deux raies en émission déplacées vers les grandes longueurs d'onde (2797,08 Å et 2804,03 Å). Il semble que ces deux raies, non identitiées, soient dues à des terres rares, comme permet de le supposer le même phénomène observé dans les raies de Ca II et étudié récemment par Canfield (24).

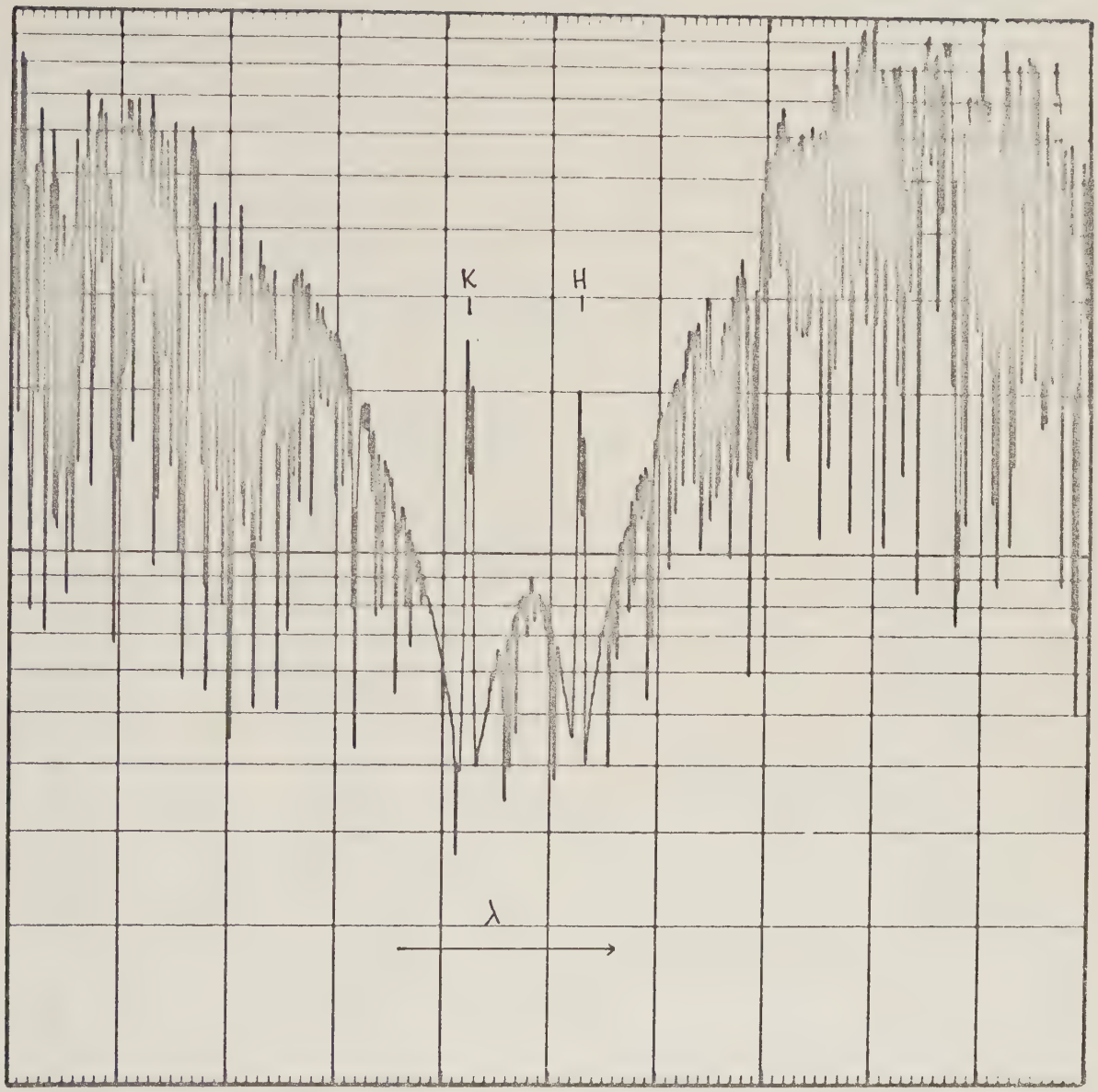


Figure II - 12 - Variation de l'intensité du spectre solaire au centre du disque au voisinage des raies H et K de Mg II

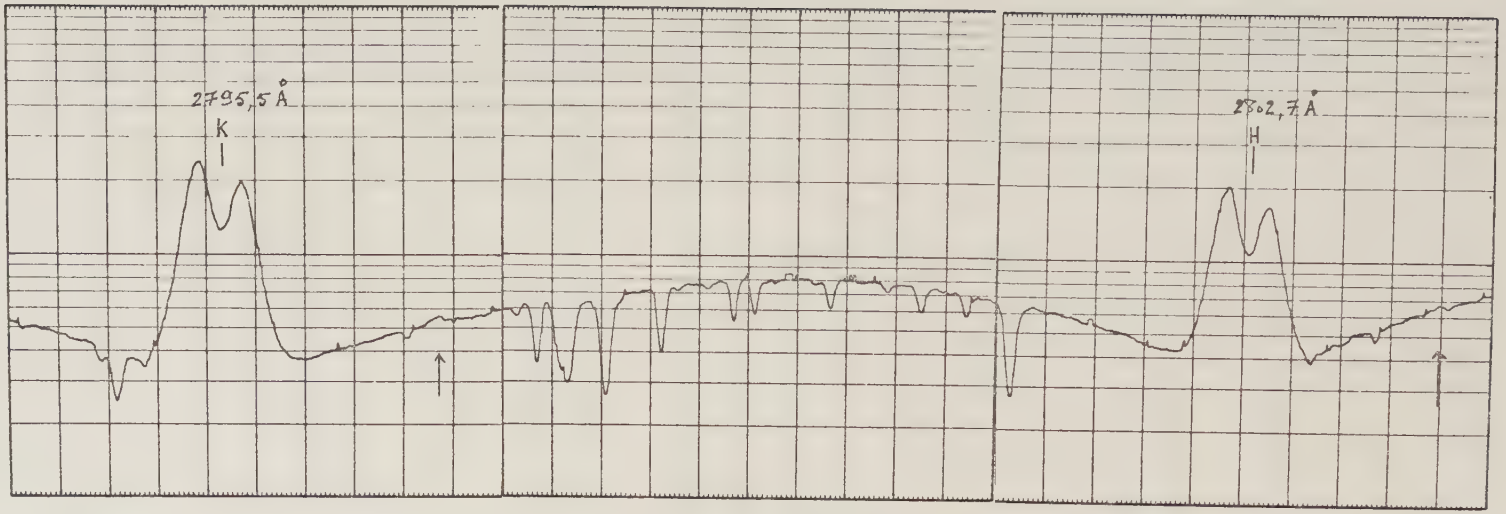


Figure II - 13 - Variation de l'intensité du spectre au centre du disque entre les deux raies H et K de Mg II. La position des deux raies faibles en émission est indiquée par les flèches.

V - PRECISION DES MESURES

Les différentes erreurs relatives qui sont introduites lors de la réduction en intensité sont dues :

1 - au bruit du spectre ou granularité, soit E_1

2 - au tracé de la courbe de calibration du film de vol

à la dispersion des mesures, soit E_2

à la précision du temps de pose, soit E_3

3 - au calcul de la transmission en fonction de la longueur d'onde

de la transmission instrumentale, soit E_4

de la transmission atmosphérique, soit E_5

4 - au calcul de la transmission centre-bord, soit E_6

5 - à la lumière parasite résiduelle, soit E_7

6 - à l'incertitude des intensités du spectre de référence lors de la restitution des intensités absolues, soit E_8

L'erreur relative sur la géométrie des structures du disque est due essentiellement aux fluctuations du pointage soit 7" d'arc.

Nous pouvons estimer la grandeur de ces différentes erreurs.

E_1 = 2 %, l'erreur est mesurée sur l'enregistrement microdensitométrique

E_2 = 4 %, l'erreur est obtenue par le tracé des courbes de calibration extrêmes, qui peuvent représenter les valeurs mesurées

$E_3 \simeq 0$, les obturateurs du spectrographe de calibration et du spectrographe principal sont couplés

E_4 : cette erreur est due à l'incertitude sur la variation de l'intensité de la source et à la mesure de la transmission. Nous avons utilisé une lampe au xenon à haute pression (900 Watts-Osram) dont le spectre est continu. La variation relative de l'intensité du spectre avec la longueur d'onde, sur un intervalle de 100 Å à 2800 Å, est connue à environ 1 %. Nous mesurons la variation de transmission avec l'émulsion au sol, d'où E_4 = 2%.

E_5 : l'erreur sur la variation de la transmission atmosphérique est due à l'incertitude sur la variation des coefficients de l'ozone avec la longueur d'onde et à l'incertitude sur la détermination de la quantité d'ozone. Cette erreur dépend des longueurs d'onde étudiées et il faut l'estimer dans chaque cas particulier ; elle reste toujours inférieure à 10 %.

E_6 : cette erreur dépend de l'homogénéité de l'éclairement le long de la fente perpendiculairement à la dispersion et de la courbe de calibration de l'émulsion qui est utilisée pour la mesure de l'éclairement. Elle reste inférieure à 10 %.

$E_7 \simeq 0$, car nous n'utilisons que les parties du spectre non affectées par la lumière parasite.

$E_8 = 26$ % : c'est l'erreur relative sur le spectre de référence telle qu'elle est donnée par Bonnet (16).

Ces différentes sources d'erreur se combinent de façon différente suivant ce que l'on cherche à obtenir.

Ainsi, si nous voulons calculer l'erreur relative sur le rapport des intensités dans la raie K et dans la raie H, cette erreur est égale à

$$E_1 + E_2 + E_3 + E_4 + E_5 + E_7$$

c'est-à-dire 10 %, car dans ce cas l'erreur E_5 sur la transmission atmosphérique de deux longueurs d'onde voisines, séparées par environ 7 Å est seulement de 2 % (elle est inférieure à 10 % pour deux longueurs d'onde séparées par 50 Å).

CHAPITRE III

TENTATIVE DE CLASSEMENT DES PROFILS AU CENTRE DU DISQUE

Nous avons appliqué la méthode du dépouillement aux spectres obtenus le 24 juin 1970, temps d'exposition 17 secondes ; les spectres correspondant aux autres vols, non entièrement dépouillés, feront l'objet d'une publication ultérieure.

Nous avons choisi 152 profils au voisinage du centre du disque solaire. La variation le long du diamètre solaire est comprise entre $\mu = -0,75$ et $\mu = 0,75$ ($\mu = \cos \theta$, où θ est l'angle formé par l'axe de visée et la normale à la surface solaire) ; ainsi, nous limitons notre étude à une portion du diamètre solaire où l'influence de l'assombrissement centre-bord sur le profil et l'intensité des raies est faible.

Comme les mesures ne permettent pas d'obtenir directement l'intensité absolue du spectre, nous avons normalisé toutes les intensités par rapport à l'intensité moyenne sur un intervalle de 1 Å au centre du disque à 2800 Å. Le choix de cette référence a été fait afin d'obtenir la comparaison directe avec le spectre pris en fusée par Bonnet (16).

Nous restituons les fluctuations d'intensité dans la raie K le long de la fente. Ensuite, nous classons les profils en fonction de l'intensité dans la raie et nous donnons les profils moyens.

I - VARIATION DE L'INTENSITE LE LONG DE LA FENTE

Nous donnons sur la figure II-14 les variations de l'intensité intégrée dans laraie K :

$$I(K) = \int_{\Delta_\lambda} I_\lambda d\lambda$$

avec $\Delta_\lambda = 1$ Å centré sur la longueur d'onde théorique de la raie K

en fonction de la position sur le disque solaire. L'échelle des cisses est donnée en kilomètres sur la surface solaire, après correction par le facteur $1/\mu$ dû à la sphéricité du soleil.

Cette figure donne la dimension des éléments. interceptés par le fente du spectrographe,qui sont brillants dans la chromosphère. La dimension du plus petit élément résolu, juste au centre du disque, est de 17" d'arc. Compte-tenu de la résolution angulaire du spectre (7") et de la probabilité très faible d'intercepter des éléments chromosphériques suffisamment brillants de dimension inférieure à 7" d'arc, cette dimension est compatible avec notre résolution angulaire.

Au centre du disque, les fluctuations d'intensité sont relativement faibles par rapport aux fluctuations observées dans les 2 groupes d'éléments situés à environ 200 000 km de part et d'autre du centre. Ces éléments très intenses correspondent à des plages que nous observons aussi dans les raies H et K de Ca II sur nos spectres à basse résolution.

La distance moyenne entre les pics de faible intensité est de 30 000 km L'observation de la structure chromosphérique dans la raie K de Ca II montre une distribution semblable des intensités (Frazier (32)), qui est attribuée aux cellules de la supergranulation.

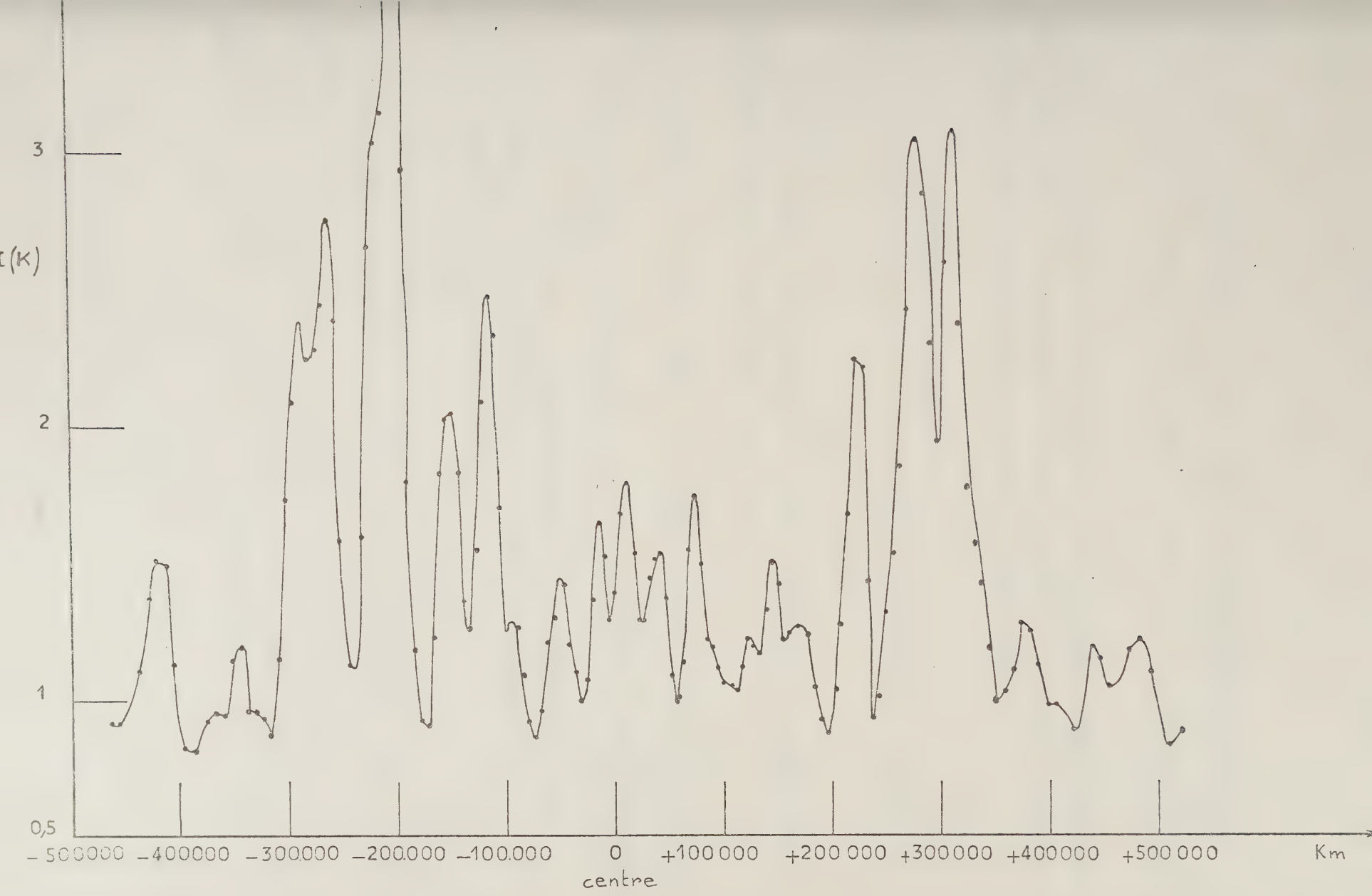


Fig II-14. Variation de l'intensité I(K), le long de la fente, au centre du disque solaire

II - CLASSEMENT DES PROFILS EN FONCTION DE L'INTENSITE DANS LA RAIE

Afin de classer les profils et étudier statistiquement leurs propriétés, nous avons calculé la distribution du nombre des profils en fonction de l'intensité I(K). Les résultats sont donnés sur la figure II-15.

Si N est le nombre total de profils,

ΔN est le nombre de profils compris dans l'intervalle d'intensité

$I + \delta I/2,\ I - \delta I/2$ avec $\delta I = 0{,}10$

$\frac{\Delta N}{N}$ est le nombre relatif de profils dont l'intensité est comprise dans cet intervalle. L'erreur relative sur I est de 9 %.

Nous notons sur cette figure le classement adopté en fonction de l'intensité I(K) :

(o) Profils du soleil calme qui sont distribués dans la partie gaussienne de la courbe

(O) Profils perturbés qui correspondent à une intensité I(K) plus grande et qu'il est difficile d'assimiler à des plages

(X) Profils actifs dans les plages.

Nous obtenons la même forme de distribution avec la raie H (figure II-1' La différence qui apparaîtdans les profils des distributions dans la raie H et dans la raie K est due :

- aux erreurs faites sur la restitution de l'intensité
- au rapport I(K)/ I(H) qui n'est pas le même en chaque point du disque solaire pour différentes valeurs de l'intensité des raies.

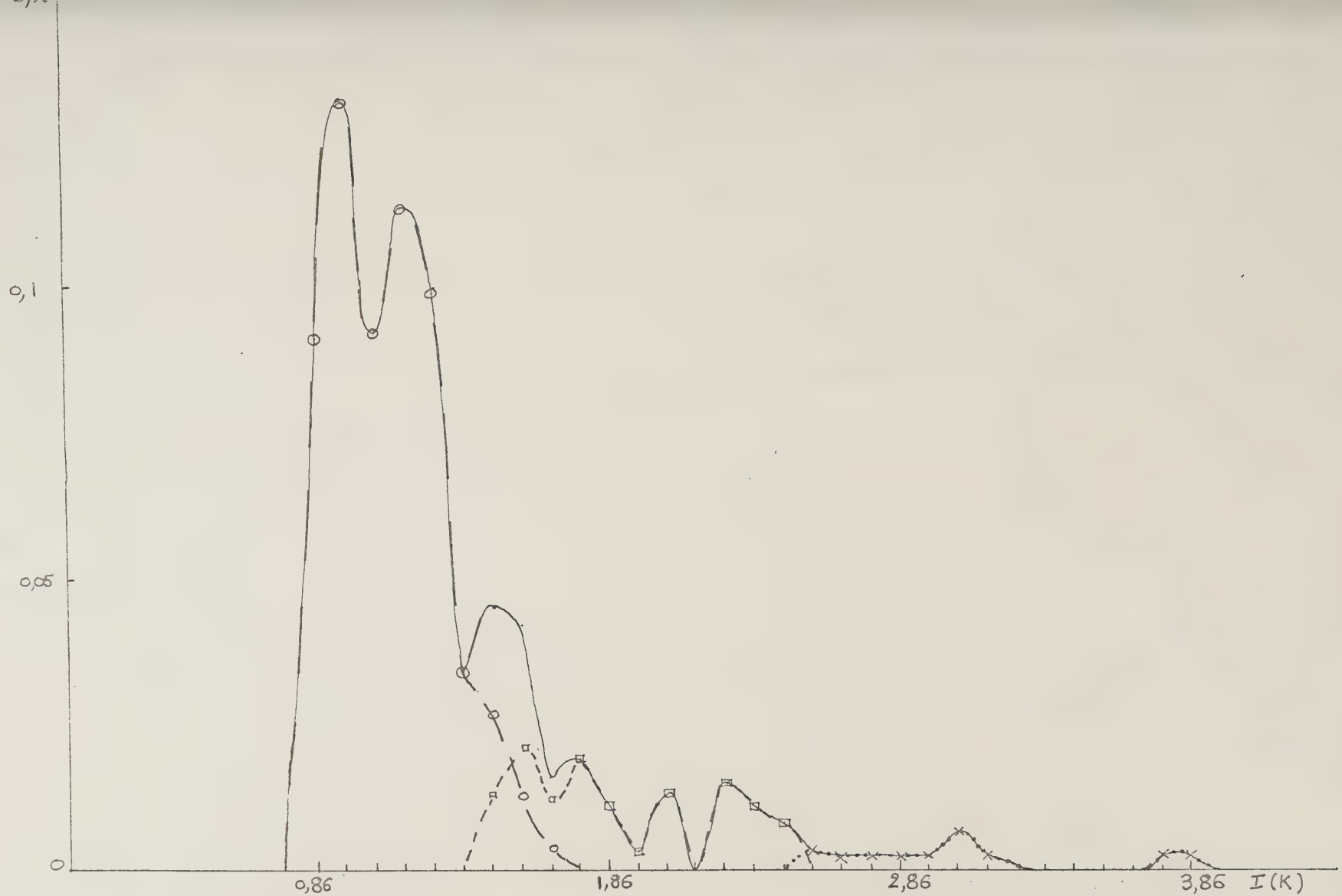


Fig II-15. Distribution du nombre des profils en fonction de I(K)

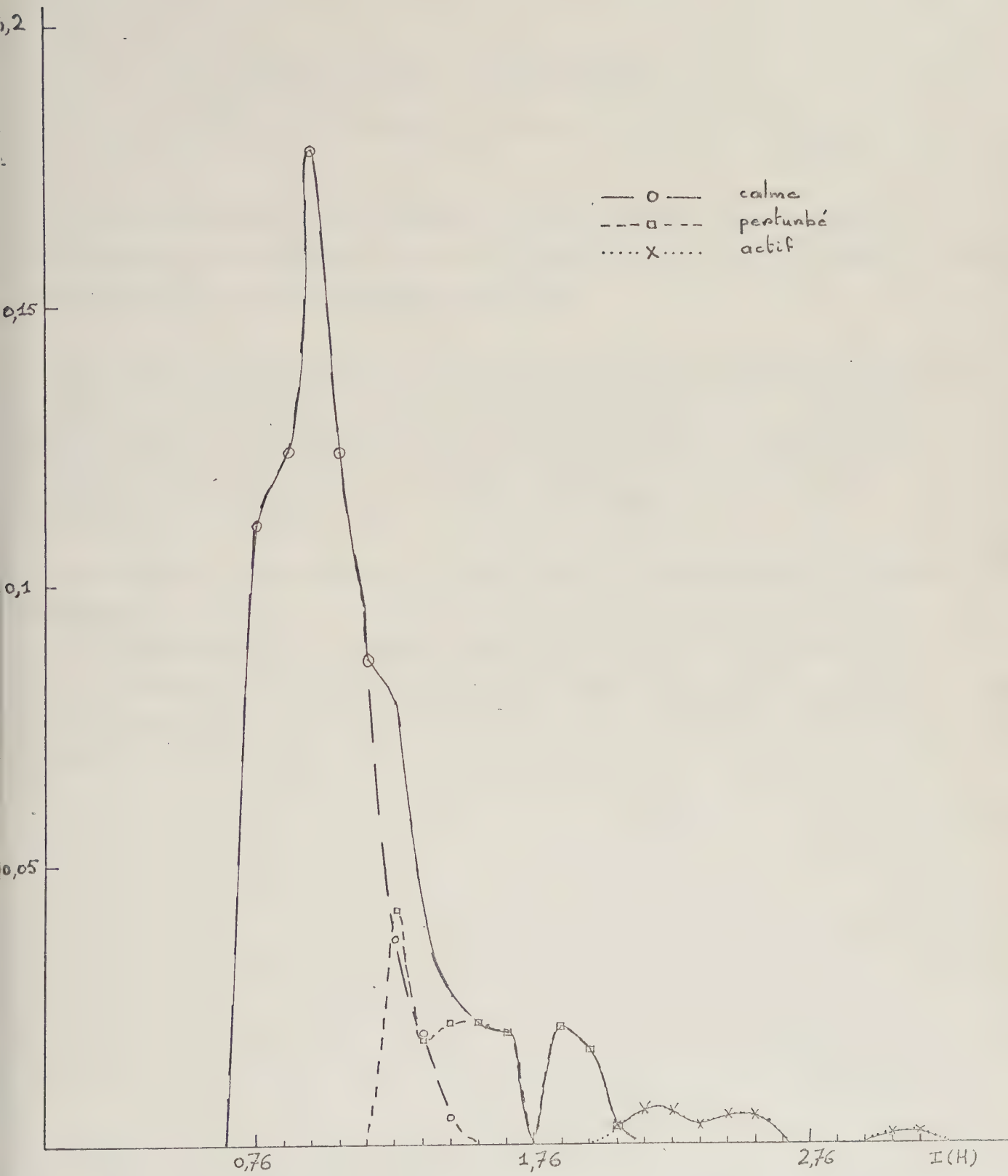


Fig II.16. Distribution du nombre des profils en fonction de I(H)

III - PROFILS EXTREMES ET PROFILS MOYENS

Sur la figure II-17, nous donnons les profils des raie H et K de Mg II orrespondant à la plus grande et à la plus faible valeur de I(K) au centre du disque 'erreur relative sur les intensités est de 10 %.

Pour les différents types de profils calmes, perturbés et actifs, nous avons alculé les profils moyens en prenant la moyenne arithmétique des intensités à haque longueur d'onde. Les figures II-18, 19 et 20, montrent les profils moyens btenus pour les raies H et K. Les erreurs relatives sur les intensités des rofils calmes, perturbés et actifs, sont respectivement 2 %, 4 % et 4 %.

En observant successivement les profils moyens calmes, perturbés et actifs, nous emarquons :

- l'accroissement de l'intensité dans les pics et dans le centre des raies ;
- l'augmentation de la largeur à mi-hauteur dans les raies ;
- l'augmentation de la distance du minimum K_1 au centre de la raie et de 'intensité de ce minimum.

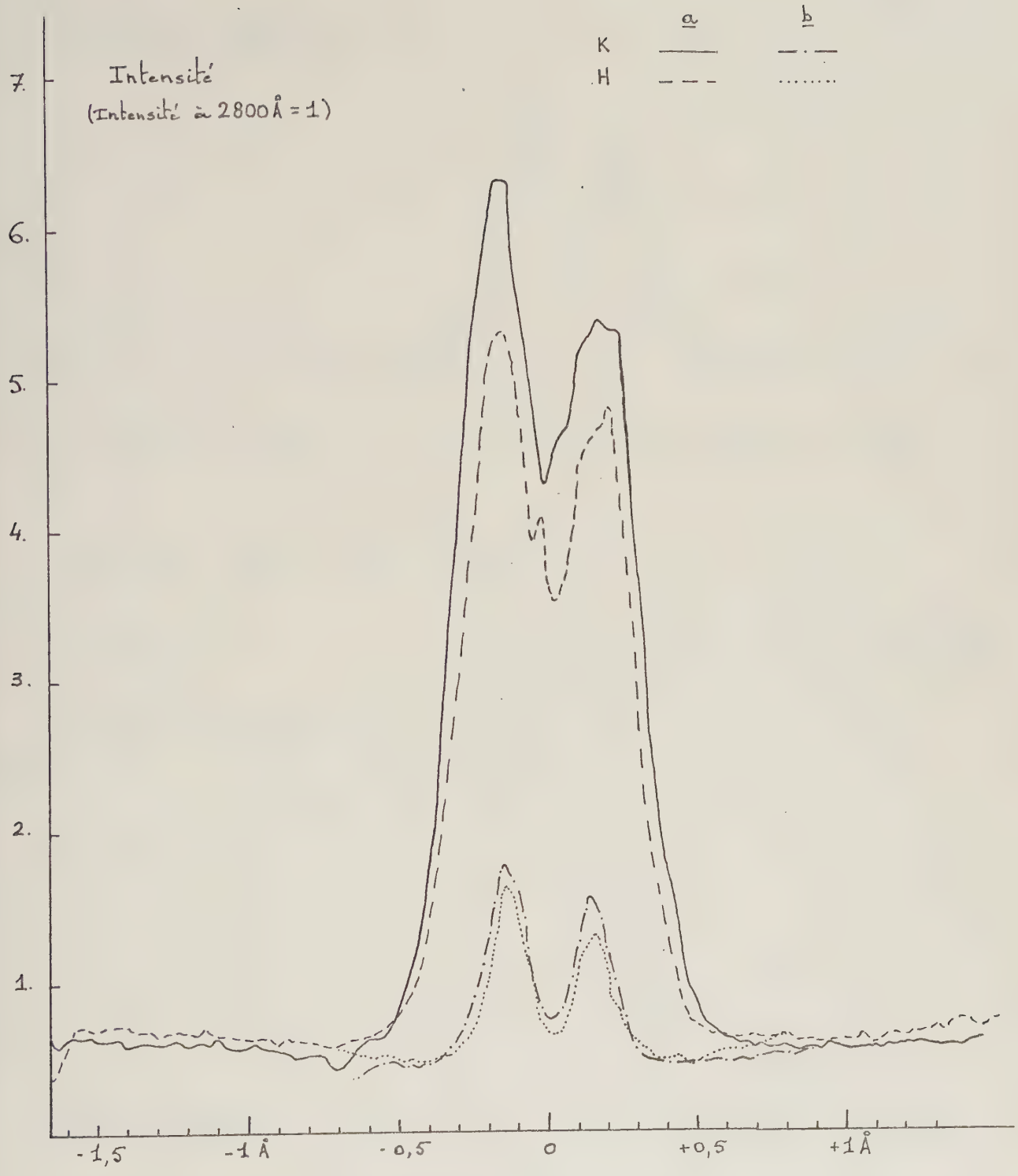


Fig II - 17 Profils au centre du disque solaire

a Profils les plus intenses

b Profils les plus faibles

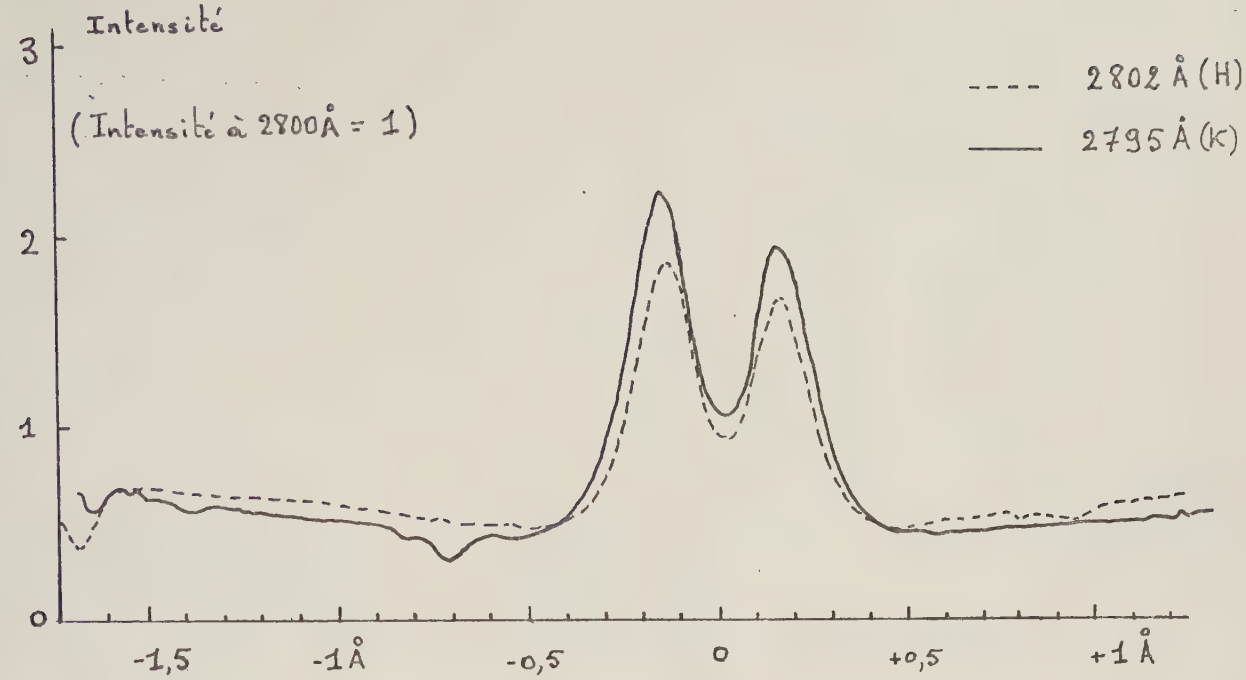


Fig II. 18. Profils moyens "calmes"

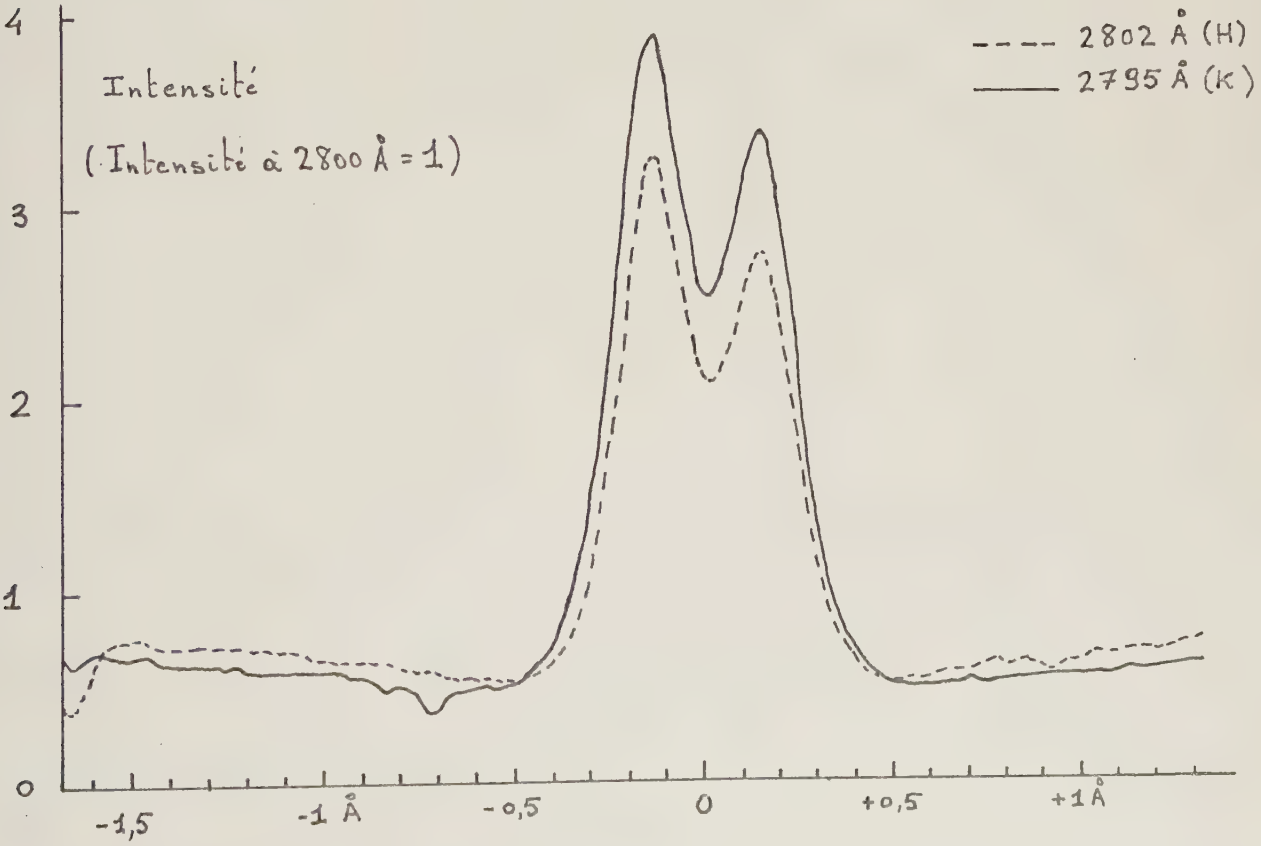


Fig II - 19. Profils moyens "perturbés"

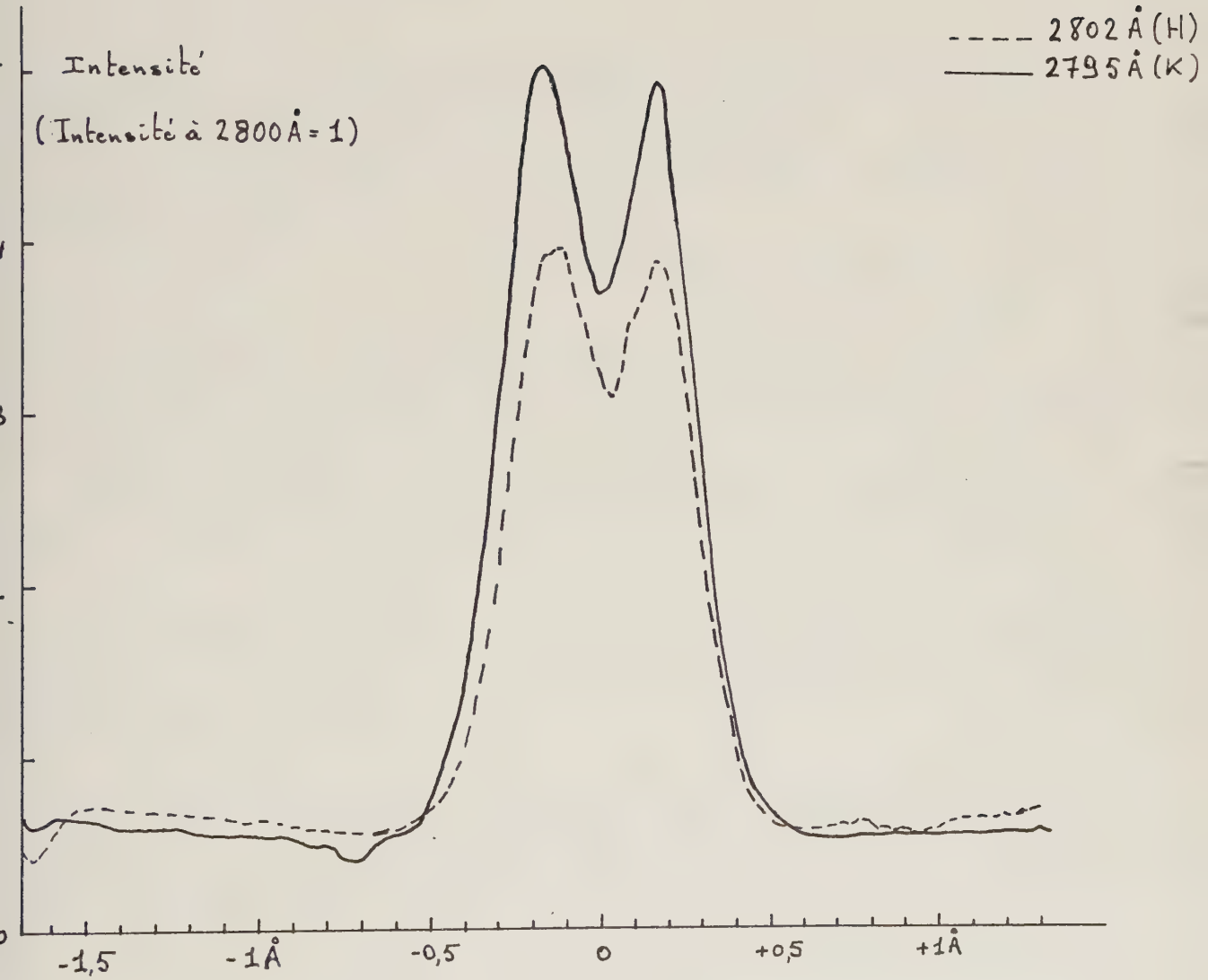


Fig II-20 - Profils moyens "actifs"

CHAPITRE IV

CONCLUSION DE LA IIe PARTIE

Dans cette partie, nous avons pu montrer que d'après nos observations, les caractéristiques des raies de Mg II sont les suivantes :

- le renversement central des 2 raies est plus intense que celui qui apparaît pour les raies de Ca II
- l'intensité et la forme du profil dépendent de la position sur le disque solaire
- la distance entre les deux pics de chaque raie du doublet augmente du centre au bord solaire, comme pour les raies H et K du Ca II
- l'intensité des raies émises dans les plages est beaucoup plus grande que celle émise dans les régions calmes
- l'intensité émise dans une tache est très faible et le profil est très étroit.

Nous avons classé les profils obtenus au centre du disque en fonction de l'intensité et nous avons tracé les profils moyens calmes, perturbés et actifs qui correspondent à ce classement.

Nous allons maintenant voir comment ces données expérimentales se comparent aux résultats des calculs que l'on peut effectuer à l'aide des modèles les plus récents de la chromosphère solaire.

TROISIEME PARTIE

EXPLOITATION DES RESULTATS

COMPARAISON AVEC LES PROFILS CALCULES

CHAPITRE I

EXPLOITATION DES RESULTATS :

PROFILS OBTENUS AU CENTRE DU DISQUE SOLAIRE

Nous essayons de préciser ici quelques uns des paramètres qui sont nécessaires à la construction d'un modèle de la chromosphère solaire, à partir des données expérimentales et des interprétations antérieures données par plusieurs auteurs, et nous montrons comment ces paramètres varient pour les trois catégories de profils : calmes, perturbés, actifs.

En fonction des paramètres suivants :

- la profondeur optique; τ_o au centre de la raie,
- la variation de la température avec la hauteur : $\frac{dTe}{dh}$
- le minimum de température : T min
- la vitesse de turbulence ξ

nous analyserons les profils qui ont été classés dans la 2e partie.

Nous avons choisi d'étudier séparément chacun des paramètres atmosphériques qui sont les plus importants, tout en sachant que, dans l'atmosphère solaire, les paramètres τ_o, dTe/dh, le minimum de température, la vitesse de turbulence sont liés entre eux et avec les autres paramètres (Ne densité électronique, N_H densité d'hydrogène ...).

Désormais, nous adopterons les mêmes notations que celles employées pour les raies de Ca II, dans les différentes parties du profil (figure III-1). Ainsi pour la raie K de Mg II (2795,5 Å) :

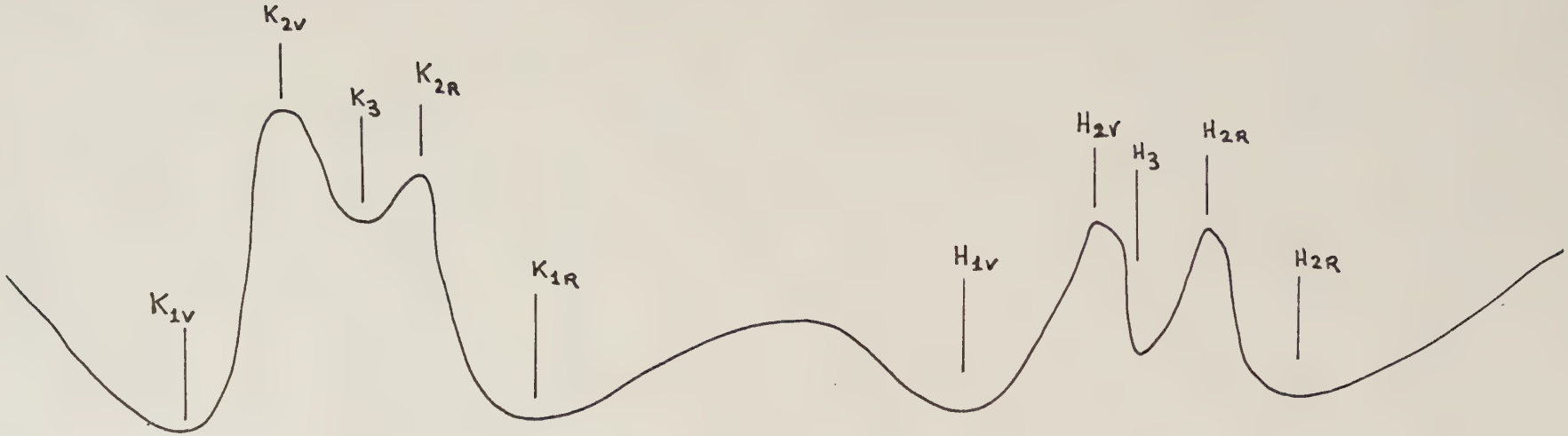


Fig III-1. Notation en usage dans les raies H et K de Ca II et utilisée pour le Mg II

- K_{2V} et K_{2R} sont les maxima d'intensité du pics violet et rouge (le pic violet correspond à la plus courte longueur d'onde et le pic rouge à la plus grande longueur d'onde)

- K_2 est la moyenne $(K_{2V} + K_{2R})/2$
- K_3 est le centre du renversement
- K_{1_V} et K_{1_R} sont les deux minima violet et rouge de la partie en émission.

I - LA PROFONDEUR OPTIQUE

La profondeur optique τ_o au centre de la raie K dépend du rapport I (K2) / I(K3). Si la chromosphère est optiquement "mince", le rapport I(K2) / I(K3) est équivalent à $\sqrt{\tau_o}$ (Skumanich (69)).

Nous donnons sur la figure III-2 la distribution du rapport I(K2)/ I(K3) en fonction de I(K) et la distribution du rapport I(H2)/I(H3) en fonction de I(H).

Nous obtenons pour les deux raies, le maximum de la distribution à :

- 2 ±0,25 pour les profils calmes,
- I,50 ±0,25 pour les profils perturbés,
- I,50 ±0,25 pour les profils actifs.

L'erreur relative sur les rapports I(K2)/I(K3) et I(H2)/I(H3) est IO %.

Les deux raies H et K sont formées à la même profondeur optique et dans l'hypothèse d'une chromosphère "mince", on obtiendrait :

$\tau_o = 4$ pour les profils calmes,
$\tau_o = 2,2$ pour les profils actifs et perturbés.

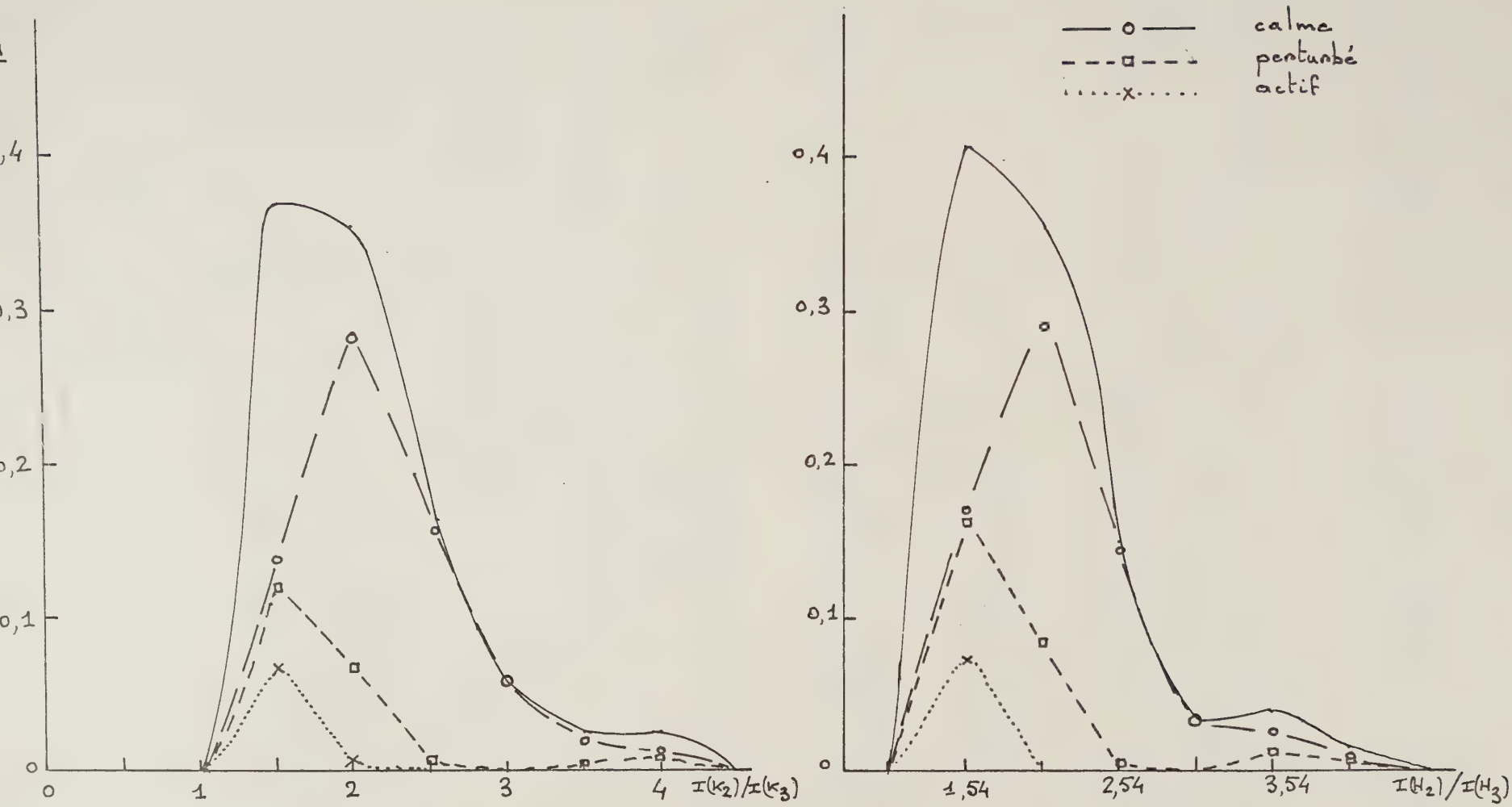


Fig III - 2 : Distribution du nombre des profils en fonction de $I(K_2)/I(K_3)$ et de $I(H_2)/I(H_3)$

D'après cette analyse, les profils calmes semblent donc formés à une plus grande profondeur optique que les profils actifs et perturbés.

La variation du rapport I(K2/I(K3) en fonction de I(K) (fig.III-3) montre la très grande dispersion des valeurs données par les profils calmes. La profondeur optique de formation des raies calmes n'est pas constante. Dans les raies actives par contre, la profondeur optique de formation est constante et indépendante de l'intensité des raies.

II - LA VARIATION DE LA TEMPERATURE AVEC LA HAUTEUR

Le gradient de température dTe/dh dans la chromosphère dépend des rapports des intensités I(K)/I(H) et I(K2)/I(H2) (Dumont (28), Athay et al (4), Linsky et al (59)).

La figure III-4 montre les distributions du nombre de profils en fonction des rapports I(K)/I(H) et I(K2)/I(H2).

Nous obtenons un maximum de la distribution de :

- I,I2 ±0,06 pour les profils calmes,
- I,I9 ±0,06 pour les profils perturbés,
- I,22 ±0,06 pour les profils actifs.

A titre de comparaison, à l'extérieur du bord solaire, le rapport des flux F(K)/F(H) des raies de Ca II est de I,20 (Linsky et al, (59)) Le gradient dTe/dh apparaît donc plus important dans les parties de la chromosphère où sont formés les profils actifs que dans celles où sont formés les profils calmes.

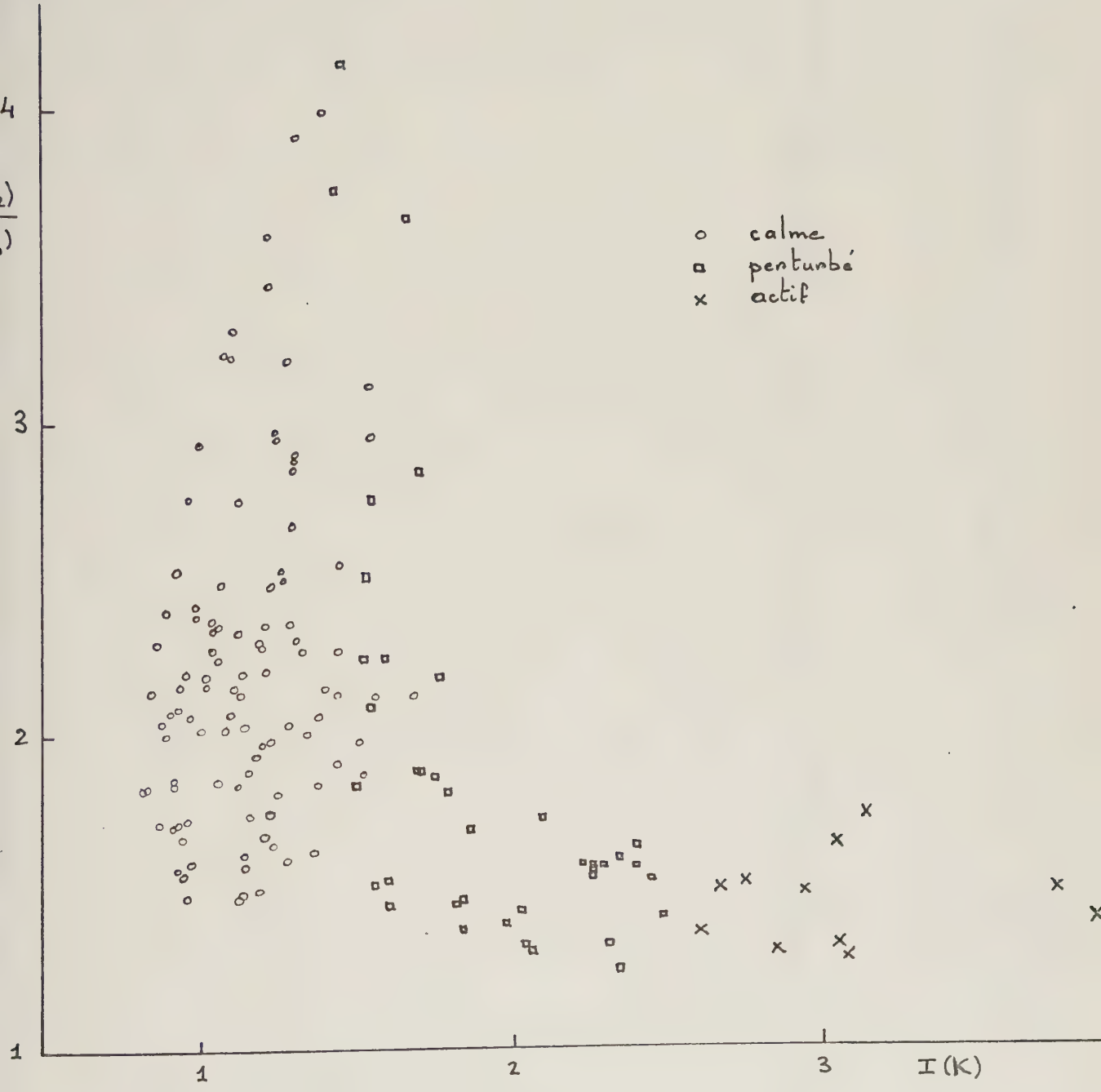


Fig. III-3 . Répartition des profils : $I(K_2)/I(K_3) = f(I(K))$

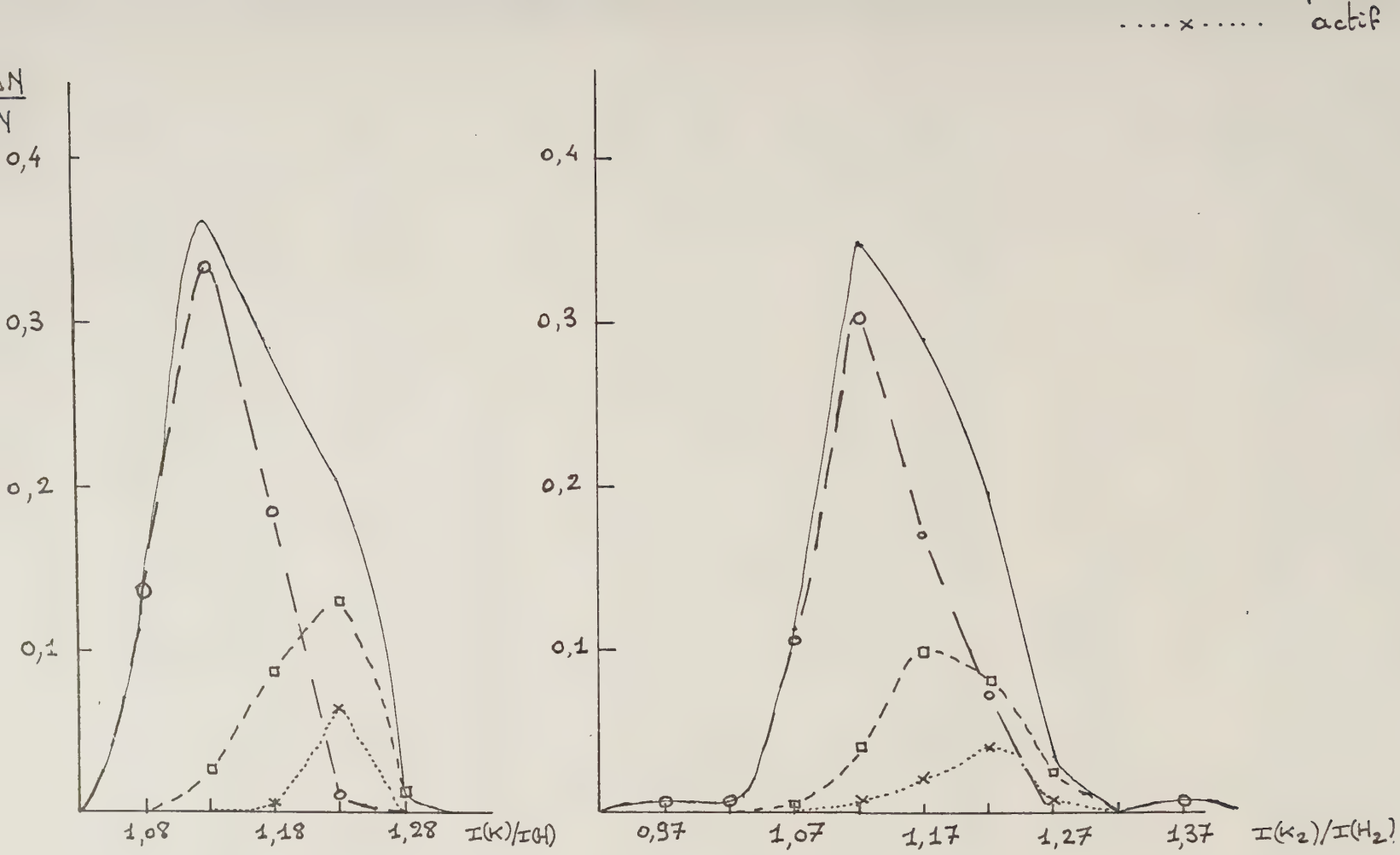


Fig III-4. Distribution du nombre des profils en fonction des rapports $I(K)/I(H)$ et $I(K_2)/I(H_2)$

La figure III-5 donne la répartition des profils définis par le rapport I(K)/I(H) en fonction de l'intensité dans la raie K. La dispersion des valeurs observées pour les profils calmes correspond à une grande diversité de gradients de température dans la chromosphère calme. Par contre, pour les profils actifs, le rapport I(K)/I(H) est constant ; le gradient de température dTe/dh, d'après notre analyse, devrait être constant et indépendant de l'intensité de la raie K dans les régions actives.

III - LE MINIMUM DE TEMPERATURE

La valeur du minimum de température dans l'atmosphère solaire est donnée par l'intensité des minimum K_1 et H_1 (Dumont (28), Athay et al (4)). N'ayant pas de valeur absolue de l'intensité, nous pouvons comparer les valeurs relatives données par les profils extrêmes et les profils moyens (figures II-I7-I8-Ig-20).

Si nous supposons que la température du minimum donnée par le profil moyen calme est de 4200°K, le profil moyen actif aura un minimum de température de 4260°K. La valeur du minimum de température dans les régions actives est environ 60°K plus élevée que dans les régions calmes.

IV - LA VITESSE DE TURBULENCE

La vitesse de turbulence dépend de la position du pic K_2 en longueur d'onde et de la séparation relative de K_2 et de K_1 (Athay et al (4)).

Les positions du pic K_2 sont respectivement :
- 0,I45± 0,007 Å pour le profil moyen calme (fig. II-I8)
- 0,I45± 0,007 Å pour le profil moyen perturbé(fig. II-I9)
- 0,I70± 0,007 Å pour le profil moyen actif (fig. II-20).

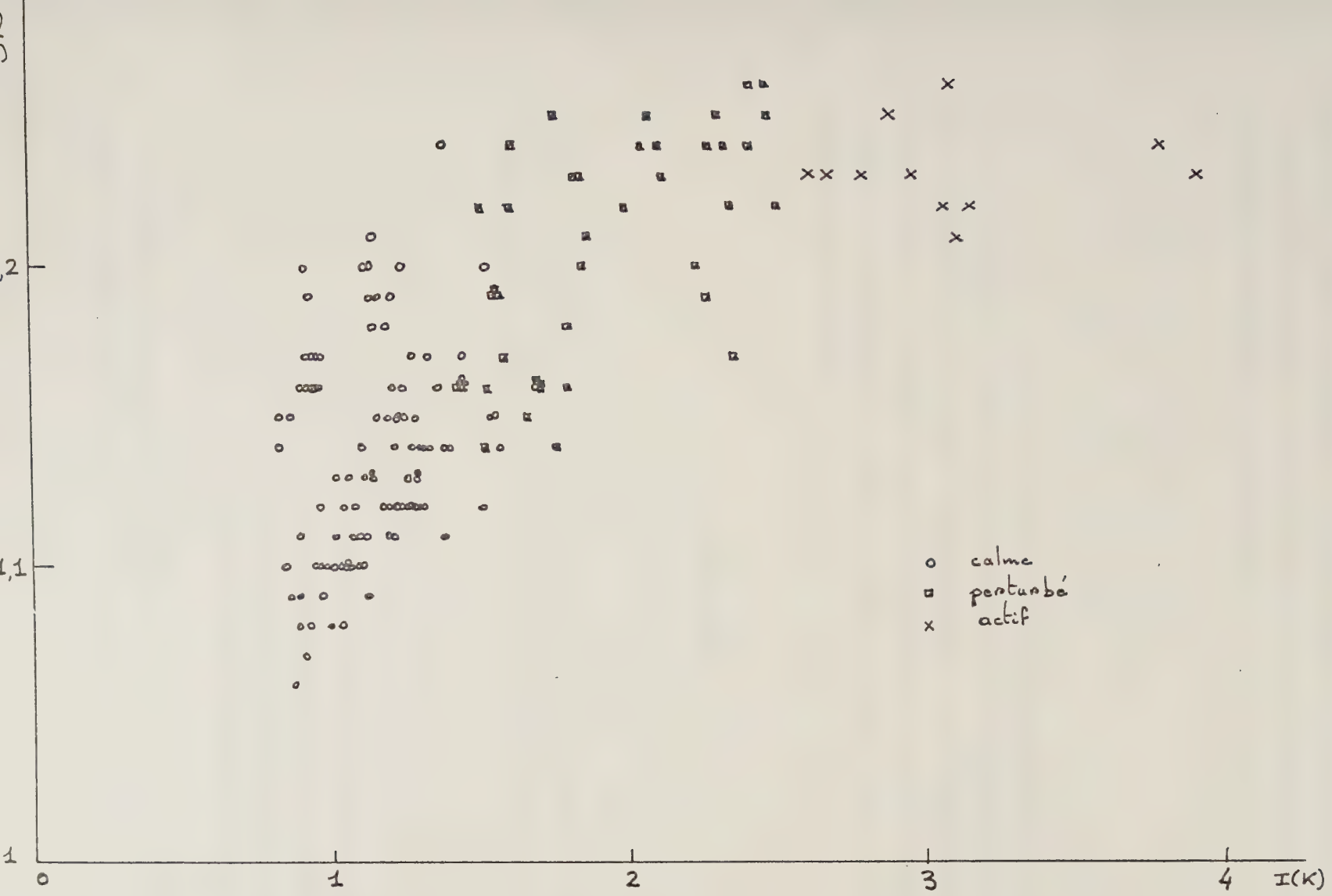


Fig III - 5. Répartition des profils : $I(K)/I(H) = f(I(K))$

La vitesse de turbulence à la hauteur de formation du pic K est donc plus grande dans les régions actives que dans les régions calmes. Si l'atmosphère est optiquement mince (Goldberg, (39)), la position du pic K_2 donne directement la vitesse Doppler et nous obtenons respectivement I6 km/sec et I8 km/sec pour les profils calmes et actifs. Les distances relatives de K_2 et K_1 sont :

- 0,45 ±0,05 Å pour le profil moyen calme,
- 0,45 ±0,05 Å pour le profil moyen perturbé,
- 0,53 ±0,05 Å pour le profil moyen actif

La vitesse de turbulence dans la couche chromosphérique comprise entre la hauteur de formation du minimum K_1 et du maximum K_2 est donc plus grande dans les régions actives que dans les régions calmes. De cette analyse, il ressort donc que la vitesse de turbulence des zones actives est supérieure à celle des régions calmes à toutes les hauteurs dans la chromosphère.

V - CONCLUSION

En conclusion, de la comparaison entre les différentes classes de profils correspondant au centre du disque, nous déduisons que :

- la profondeur optique de formation des profils actifs est plus faible que celle des profils calmes et perturbés,
- la profondeur optique de formation des profils actifs est pratiquement constante et indépendante de l'intensité intégrée sur les profils,
- le gradient de température dTe/dh est plus grand dans les régions de formation des profils actifs que dans celles des profils calmes et perturbés,
- le gradient de température dTe/dh est constant et indépendant de l'intensité intégrée sur la raie K dans les régions actives.

- la valeur du minimum de température, dans les régions actives, est supérieure à celle des régions calmes et perturbées,

- la vitesse de turbulence des zones actives est supérieure à celle des régions calmes et perturbées, à différentes hauteurs dans la chromosphère.

Dans le chapitre suivant, nous effectuons une étude comparée des profils calculés à partir de différents modèles et des profils observés, et nous précisons certains des résultats résumés ci-dessus.

CHAPITRE II

CALCUL THEORIQUE DES RAIES H ET K DU MAGNESIUM
COMPARAISON AVEC LES PROFILS OBSERVES

Dans ce chapitre, après un rappel des travaux antérieurs, nous utilisons trois modèles chromosphériques récents, afin de calculer la forme théorique des profils. Ensuite, nous comparons les profils théoriques calculés à l'aide de ces modèles aux profils observés.

I - RAPPEL DES CALCULS THEORIQUES ANTERIEURS

Parmi les premières tentatives effectuées pour reproduire par le calcul les profils observés des raies de Mg II, il faut citer celles faites par Ivanov-Kholodnyi (1958) (47) et Kachalov et al (1962) (51). Les spectres observés n'avaient pas une très grande résolution spect et l'emploi de modèles atmosphériques simples permettait de déduire de profils les paramètres atmosphériques . Kachalov et al, en utilisant un modèle à couche renversante de type Schuster, observant un rapport des intensités dans les raies,

$$\frac{I(K)}{I(H)} \sim 1,47$$

en déduisent un nombre d'atomes de magnésium non-excités, supérieur à 10^{16} cm^{-2} dans la partie de la chromosphère où Te est égal à 6000°K et la densité électronique Ne équivalente à 10^{11} cm^{-2}.

Lorsque des spectres à haute résolution (Purcell et al (63)) ont été obtenus, Dumont (27,28) d'une part, et Athay et Skumanich, (4) d'autre part, ont étudié l'influence des différents paramètres atmosphériques sur la forme et l'intensité des profils.

Dumont utilise tout d'abord, un modèle d'atome à 5 niveaux et un continu ; elle résoud simultanément les équations de l'équilibre statistique pour les 5 niveaux et les équations de transfert du rayonnement. Les résultats ne donnent des profils comparables à ceux observés que dans le cas d'un modèle d'atmosphère solaire avec un minimum de température de 4200° à 4300°K.

Ceci est confirmé par Athay et Skumanich, avec un modèle d'atome à 2 niveaux et en utilisant plusieurs paramètres constants dans toute l'atmosphère.

Parmi les autres conclusions de ces deux études, nous pouvons noter que :

- le choix d'un atome Mg II à 5 niveaux et un continu ou d'un atome à 2 niveaux et un continu influence peu la solution des équations et la forme du profil calculé,

- l'augmentation de l'abondance du magnésium a pour effet d'augmenter l'intensité dans le pic des raies, d'élargir chaque pic et d'éloigner le minimum K du centre de la raie,

- l'augmentation de ε rapport entre le taux de collision au taux de déexcitation spontanée, produit une augmentation de l'intensité dans le pic des raies,

- la distance du pic K_2 au centre de la raie est fonction de la vitesse de microturbulence ζà la profondeur optique de formation du pic,

- l'intensité du pic K_2 et la distance de K_1 au centre de la raie décroissent lorsque le rapport des coefficients d'absorption du continu et du centre de la raie croît.

II - LES MODELES D'ATMOSPHERES UTILISES

Nous avons choisi 3 modèles récents pour calculer les profils théoriques :

- un modèle élaboré par Athay et Canfield (1970 (2), dans le but de calculer le profil de la raie de l'oxygène (OI) à 1305 Å, avec un minimum à 4600°, dénommé A-C (fig. III-6),

- un modèle élaboré par Linsky et Avrett (1970)(59), pour reproduire les raies H et K de Ca II, avec un minimum à 4200°, dénommé PASP (fig. III-7),

- un modèle élaboré à Harvard (38) avec un minimum à 4170°, dénommé HSRA (fig. III-8).

Les modèles PASP et HSRA tiennent compte :

- du modèle photosphérique donné par le BCA (Bildeberg Continuum Atmosphere) et modifié par Gingerich (37),

- des mesures infrarouges de Eddy et al (31) vers 300μ qui déterminent le minimum de température,

- des mesures d'éclipse de Henze (43). Cependant, le modèle PASP obtient une extension plus grande de l'atmosphère solaire en divisant par un facteur deux la densité électronique déduite des valeurs de Henze.

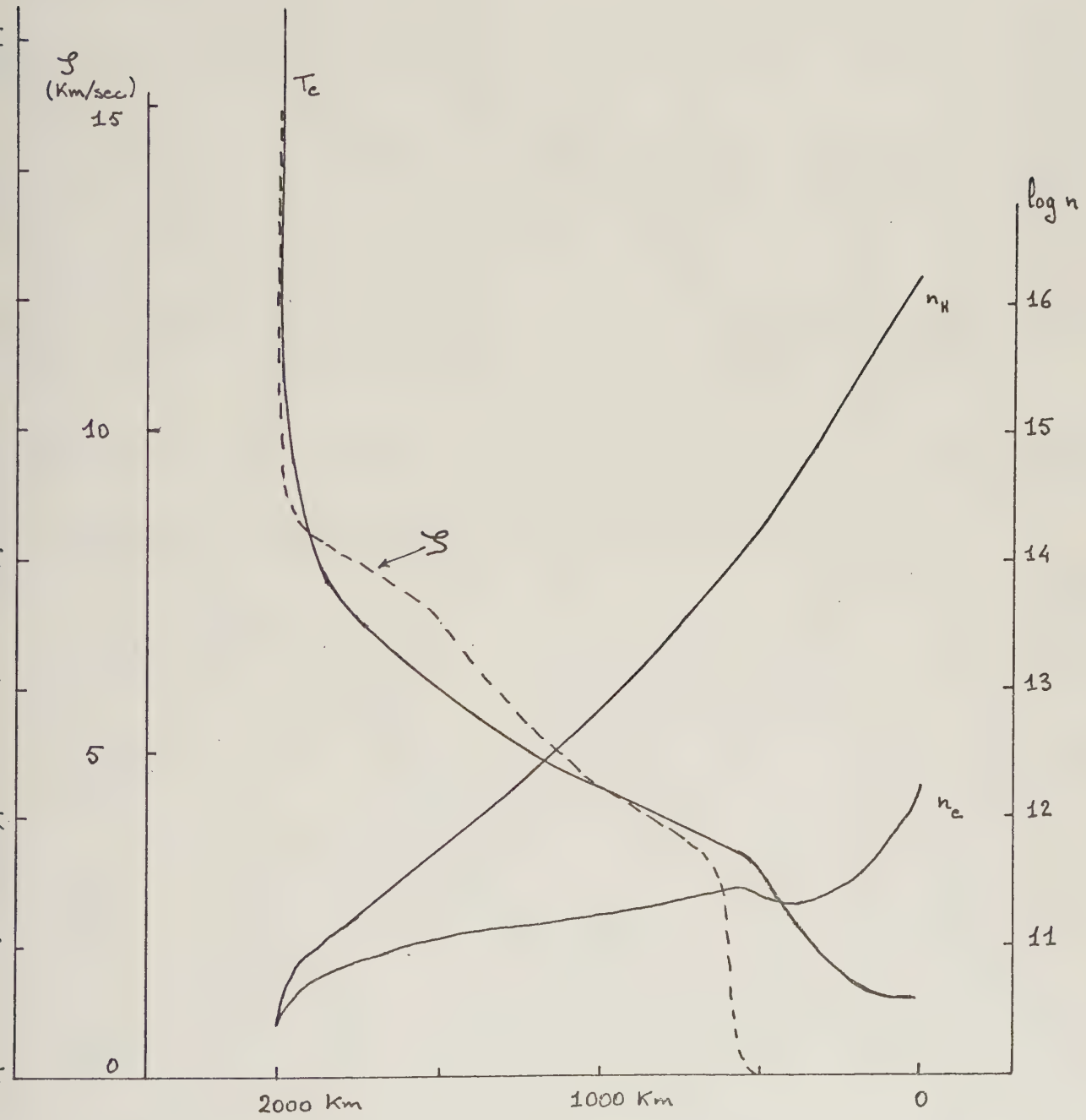


Fig III-6. Modèle A-C

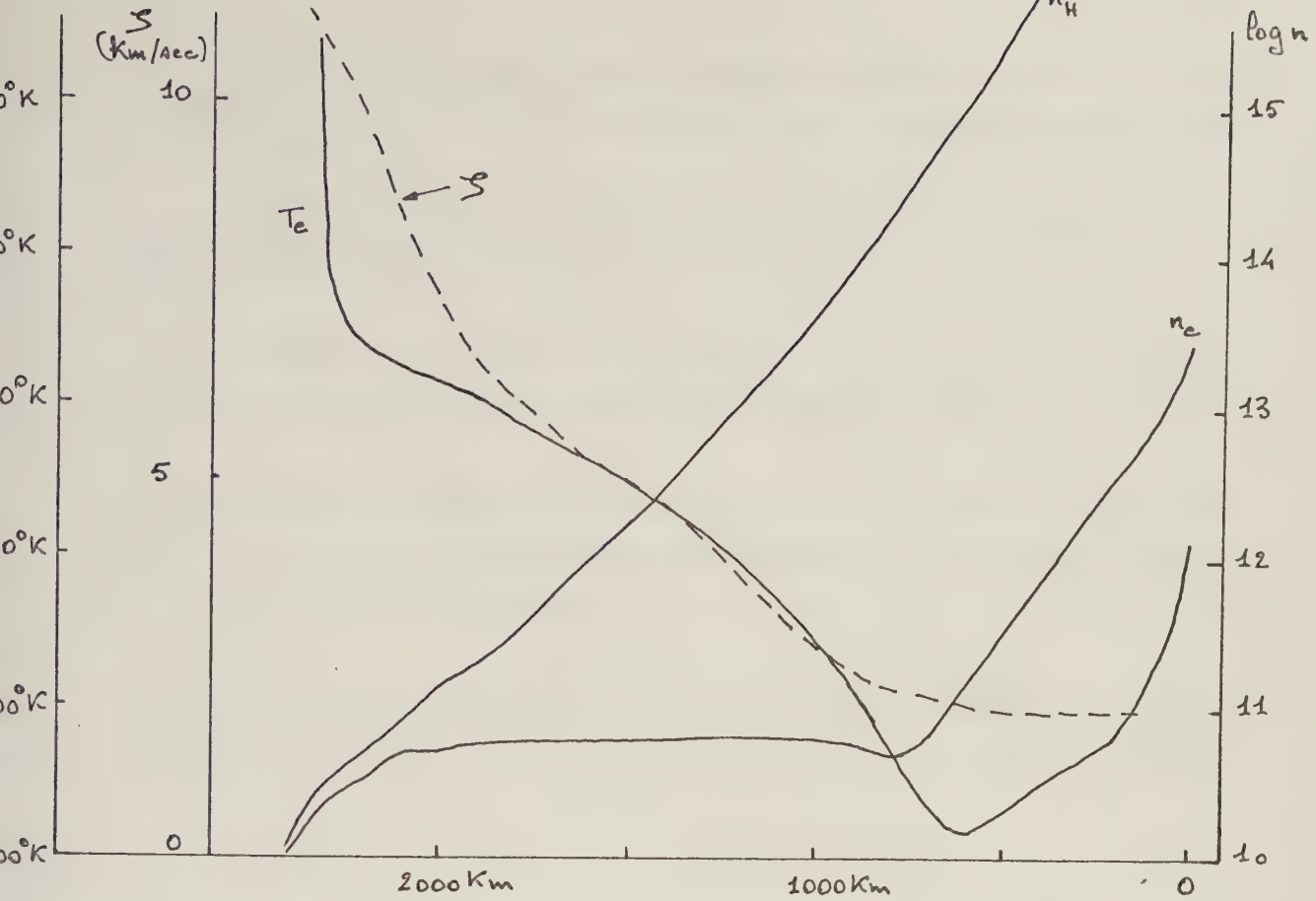
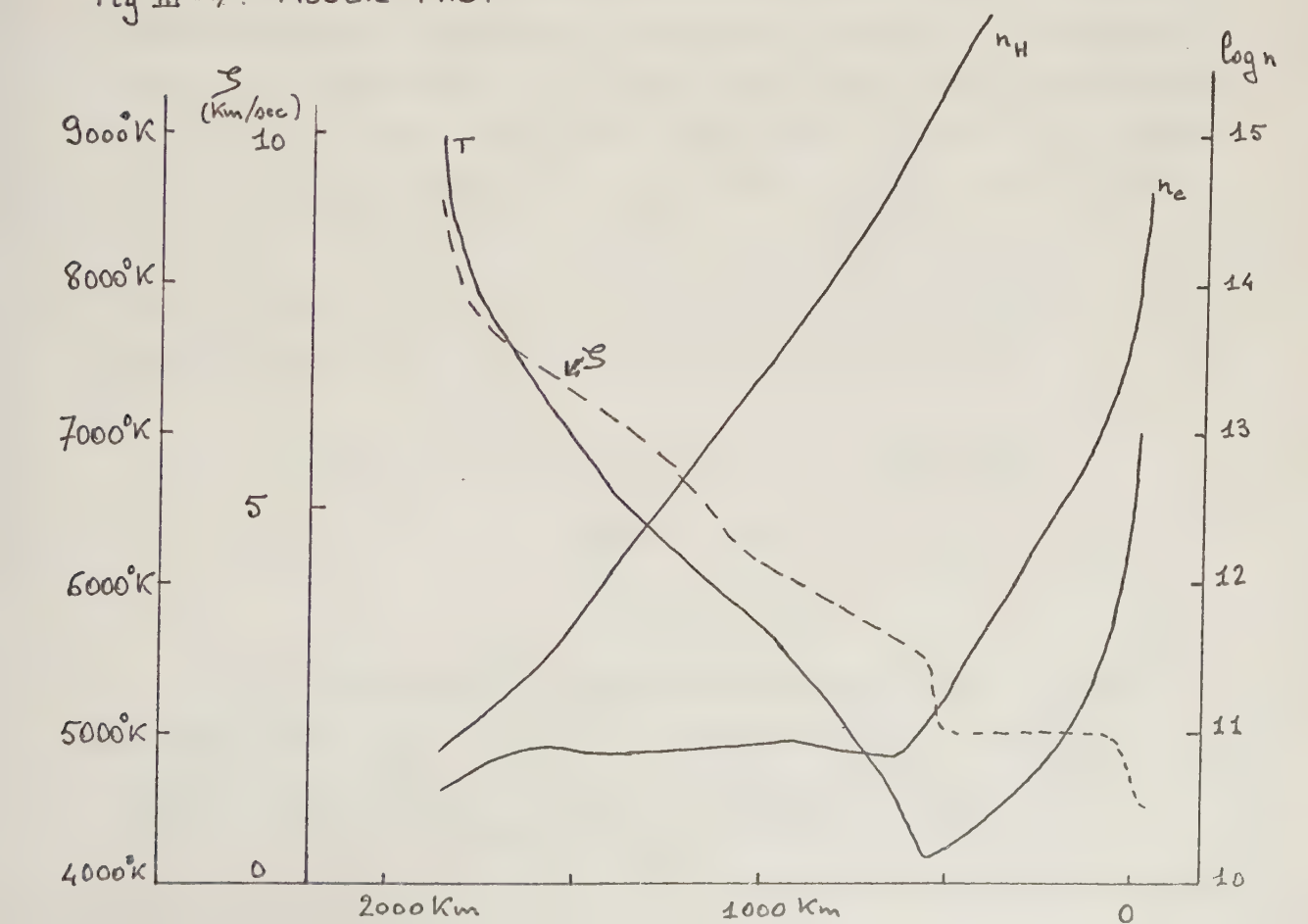


Fig III - 7. Modèle PASP



Les valeurs observées dans le spectre solaire entre I500 Å et I800Å (Parkinson et al) (61) sont introduites dans le calcul du modèle HSRA.

Les trois modèles tiennent compte de l'intensité du continu de Lyman obtenue à partir de OSO-4 (Goldberg et al,) (41).

La figure III-9a montre la variation de la température en fonction de log n_H pour les trois modèles. Nous pouvons remarquer :

- l'identité des modèles A-C et HSRA pour log n_H <I2. Le modèle PASP est moins dense pour les températures correspondantes, ce qui conduit à une chromosphère plus étendue,

- pour log n_H <I2, les modèles PASP et HSRA sont similaires. Le modèle A-C a un gradient de température plus faible avec un minimum à 4600°K.

La figure III-9b montre la comparaison d'une part de la hauteur géométrique dans l'atmosphère, d'autre part, de log n_e, en fonction de log n_H. Le premier groupe de courbes a été obtenu après un glissement de 3I0 km de l'échelle de hauteur donnée par le modèle A-C pour superposer les courbes dans la basse chromosphère. Dans ce cas, les trois modèles se séparent au-dessus de I000 km ; l'épaisseur optique de la chromosphère n'est pas identique pour les différents modèles. Le deuxième groupe de courbes montre l'influence de la température sur la densité électronique pour log n_H compris entre I2 et I5.

III - METHODE DE CALCUL ET VALEURS DES PARAMETRES UTILISES DANS LE CALCUL

Afin de déterminer la forme des profils théoriques des raies H et de Mg II, nous avons utilisé un programme mis au point au H.A.O. Ce programme calcule la fonction source S_r d'une raie par la méthode dite de l'équation intégrale (Athay et Skumanich, I967) (3),

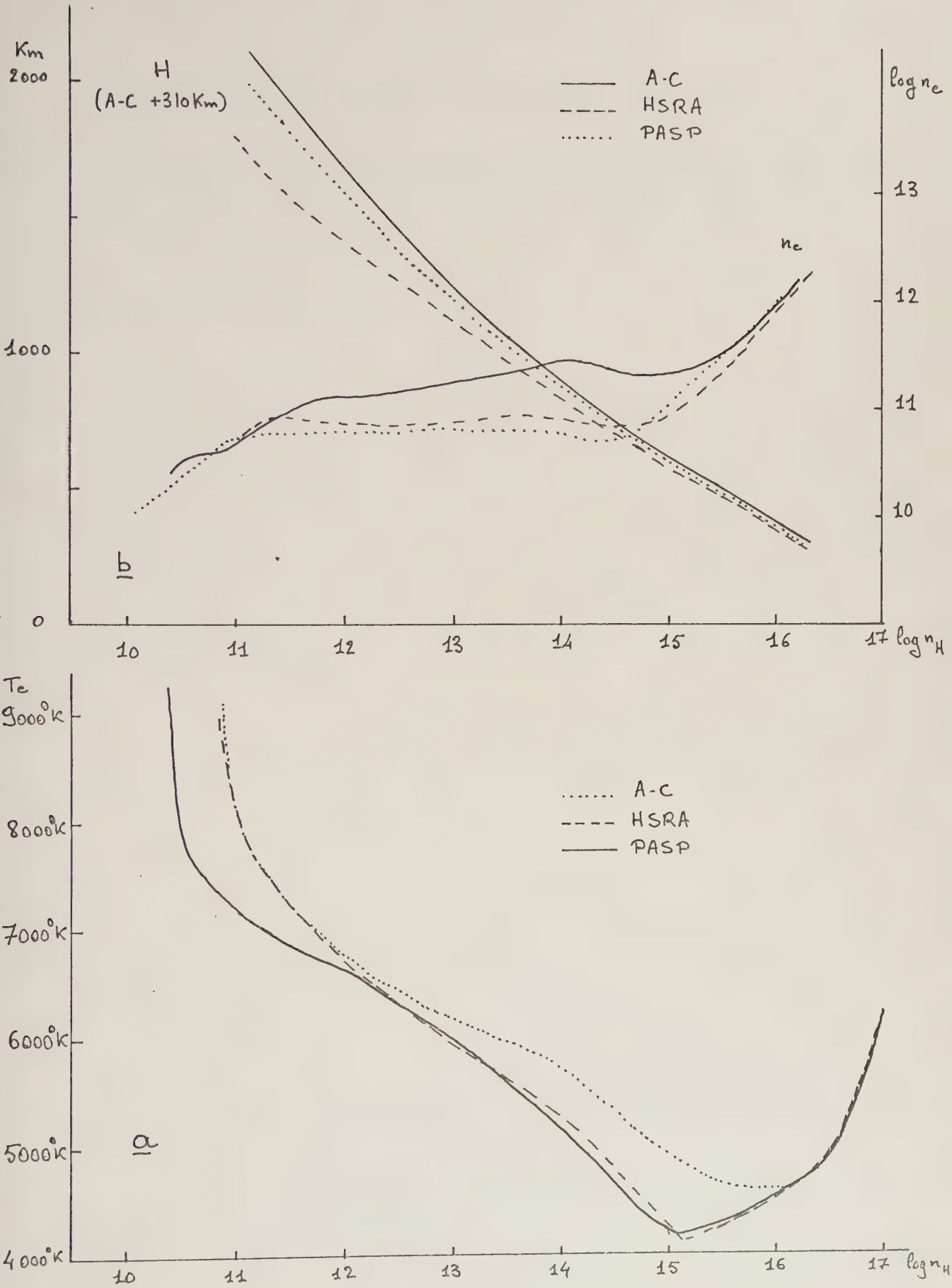


Fig III - 9. comparaison entre les 3 modèles

(Skumanich et Domenico, I97I) (71), (Skumanich, I97I) (70).

Il s'agit, étant donné les conditions initiales pour le champ de rayonnement, de résoudre simultanément les équations du transfert de rayonnement et les équations de l'équilibre statistique.

Les équations du transfert du rayonnement et de l'équilibre statistique sont rappeléesdans l'annexe IV.

La procédure utilisée est décrite en détail dans l'article de Skumanich et Domenico (71). Elle consiste à obtenir un opérateur intégral qui représente le champ de rayonnement en termes de nombre d'atomes occupant les différents états ionisés (nombre d'occupation). Ensuite, les quantités donnant le champ de rayonnement sont éliminées de l'équilibre statistique afin d'obtenir un système non linéaire d'équations avec opérateurs pour les nombres d'occupation. Ce système est linéarisé et résolu par l'introduction d'une approximation matricielle pour les différents opérateurs.

Afin d'effectuer les calculs, dans le cas d'une atmosphère homogène, nous avons choisi ainsi les valeurs des paramètres qui rentrent dans les équations à résoudre.

I - Le coefficient d'absorption continue :

Le coefficient d'absorption continue k_c est une fonction de la densité d'atomes d'hydrogène à 2800 Å

$$k_c = x_c \, N(H)$$

Bonnet (17) donne la valeur suivante pour x_c à partir des mesures d'assombrissement centre-bord dans le continu

$$x_c \text{ (par atome d'hydrogène)} = I.IO^{-24} \text{ cm}^{-3}$$

2 - L'abondance du magnésium :

Les valeurs calculées de l'abondance du magnésium dans l'atmosphère solaire sont données dans la table III-1. Il existe une très grande disparité dans les valeurs obtenues ; pour nos calculs, nous avons choisi l'abondance 7,44, moyenne de celles données par Goldberg et al (39) et Lambert et al (53).

3 - Les coefficients d'Einstein :

La dispersion des mesures et des calculs des coefficients d'Einstein est importante, comme on peut le voir dans la table III-2 correspondant aux transitions 2→ 1 et 3→ 1 pour la raie H et la raie K de Mg II.

Il est extrêmement important de noter que, contrairement aux raies H et K de Ca II, où $A_H \sim A_K$, ici, la dispersion des valeurs A_K et A_H est très grande. Pour A_K nous avons choisi la valeur moyenne des 3 mesures les plus récentes et pour A_H la valeur donnée par Varsavsky (81) soit :

$$A_H = 3{,}3.10^{+8}\ sec^{-1}$$
$$A_K = 2{,}2.10^{+8}\ sec^{-1}$$

4 - Paramètres d'excitation par collision :

Nous supposons la section de choc Q_{ji} constante dans tous les calculs et égale à 25 en unité de πa_o^2 ($\pi a_o^2 = 8{,}806.10^{-17}\ cm^{-2}$) ; cette valeur est intermédiaire entre celle obtenue par Van Regemorter (80) dans le cas de l'approximation Coulomb-Born et celle obtenue par Bruke et al (21).

En première approximation, nous avons utilisé les approximations données par Beebe (1966) (9).

TABLEAU III - 1

ABONDANCE DU MAGNESIUM

Référence		Log N_{Mg}
Claas	(1951) (25)	7,57
Unsöld	(1948) (79)	7,51
Weidmann	(1955) (83)	7,28
Strömgren	(1940) (74)	7,60
Ruckjøbing	(1945) (65)	7,25
Lambert et al	(1968) (53)	7,48
Goldberg et al	(1960) (40)	7,40
Biswas et al	(1965) (14)	7,58

TABLEAU III - 2

COEFFICIENTS D'EMISSION SPONTANEE POUR LES RAIES H et K de Mg II

Référence		Raie H (sec^{-1})	Raie K (sec^{-1})
VARSAVSKY	(1961) (81)	$3,3.10^8$	$3,3 .10^8$
CORLISS et al	(1962) (26)	$2,65.10^8$	$2,25.10^8$
SMITH et al	(1966) (72)		$2,72.10^8$
WIESE et al	(1969) (84)	$2,65.10^8$	$2,68.10^8$
ANDERSEN et al	(1970) (1)	$2,38.10^8$	$2,17.10^8$
SCHAEFFER et al	(1971) (66)		$1,61.10^8$
BIERMANN et al	(1948) (13)		$2,60.10^8$
BATES et al	(1949) (7)		$2,52.10^8$

$$\alpha_{ji} = \left(\frac{8k}{\pi m}\right)^{1/2} Q_{ji}\ Te^{I/2} \left(\frac{E_{ji}}{kTe} + I\right) e^{-E_{ji}/kTe}$$

5 - Paramètres d'ionisation par collision :

Nous utilisons aussi l'approximation donnée par Beebe (9)

$$\alpha_{ik} = 4\pi\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} . Te^{I/2} E_{ik}^{-2}\ IO^{-5040\ E_{ik}/Te}$$

6 - Choix de l'atome à 2 niveaux et un continu :

Le diagramme de Grotrian de Mg II est explicité sur la figure III-IO. Dans une première approximation, nous utilisons l'atome à 2 niveaux et un continu car Dumont (27) a montré que ce modèle donnait des résultats peu différents de ceux donnés par un atome à 5 niveaux et un continu.

IV - COMPARAISON ENTRE LES RESULTATS DONNES PAR LES CALCULS ET LES PROFILS OBSERVES

Les fonctions sources de la raie K sont obtenues à l'aide du programme du H.A.O. (71) pour les trois modèles. La figure III-II permet de les comparer.

Nous avons calculé séparément les fonctions sources correspondantes pour la raie H seule. Nous avons aussi calculé simultanément, avec les 3 niveaux $S_{1/2}$, $P_{1/2}$ et $P_{3/2}$ des fonctions sources pour les raies H et K , sans tenir compte des interactions entre les niveaux $P_{1/2}$ et $P_{3/2}$; les résultats sont identiques aux précédents.

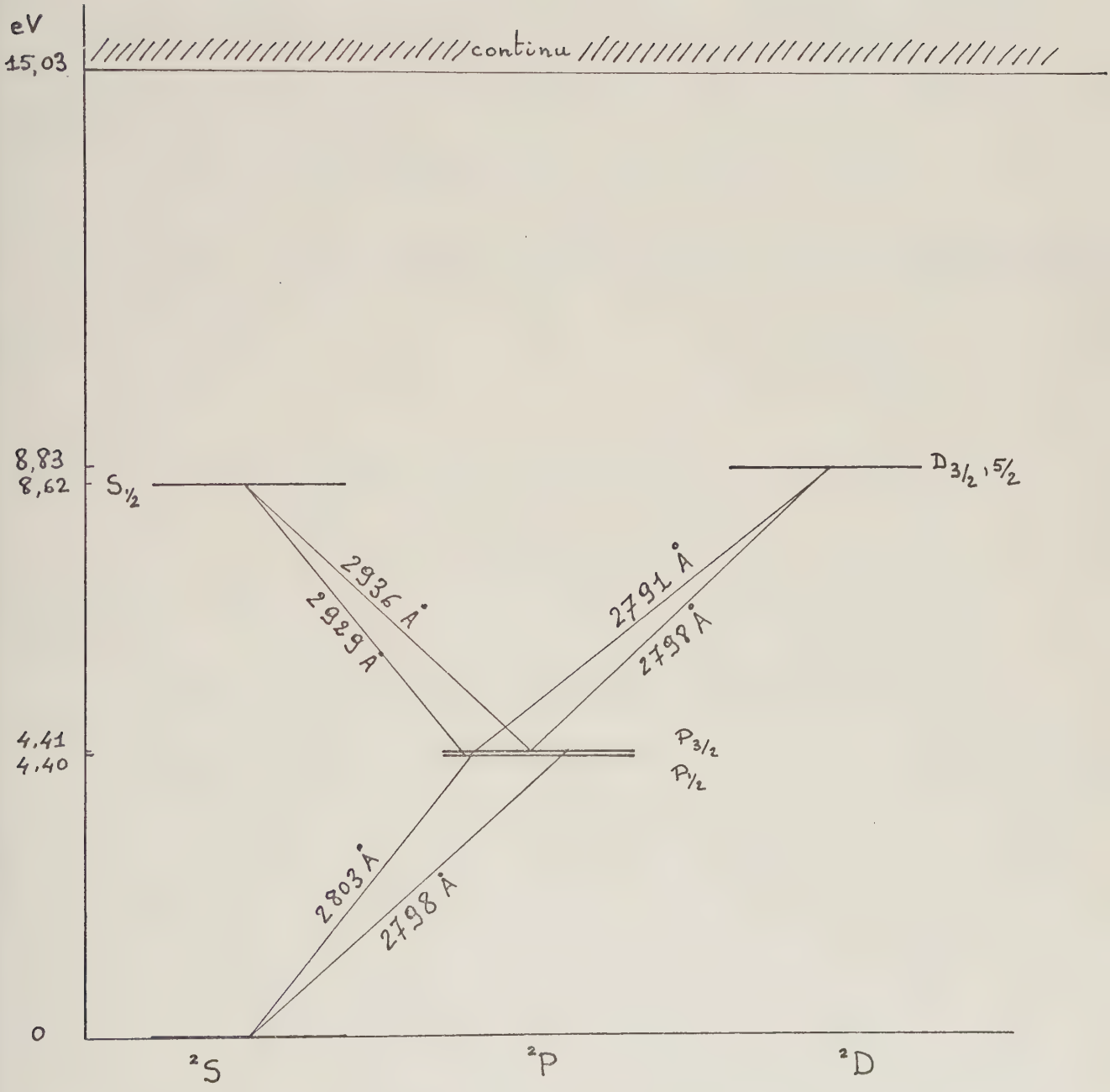
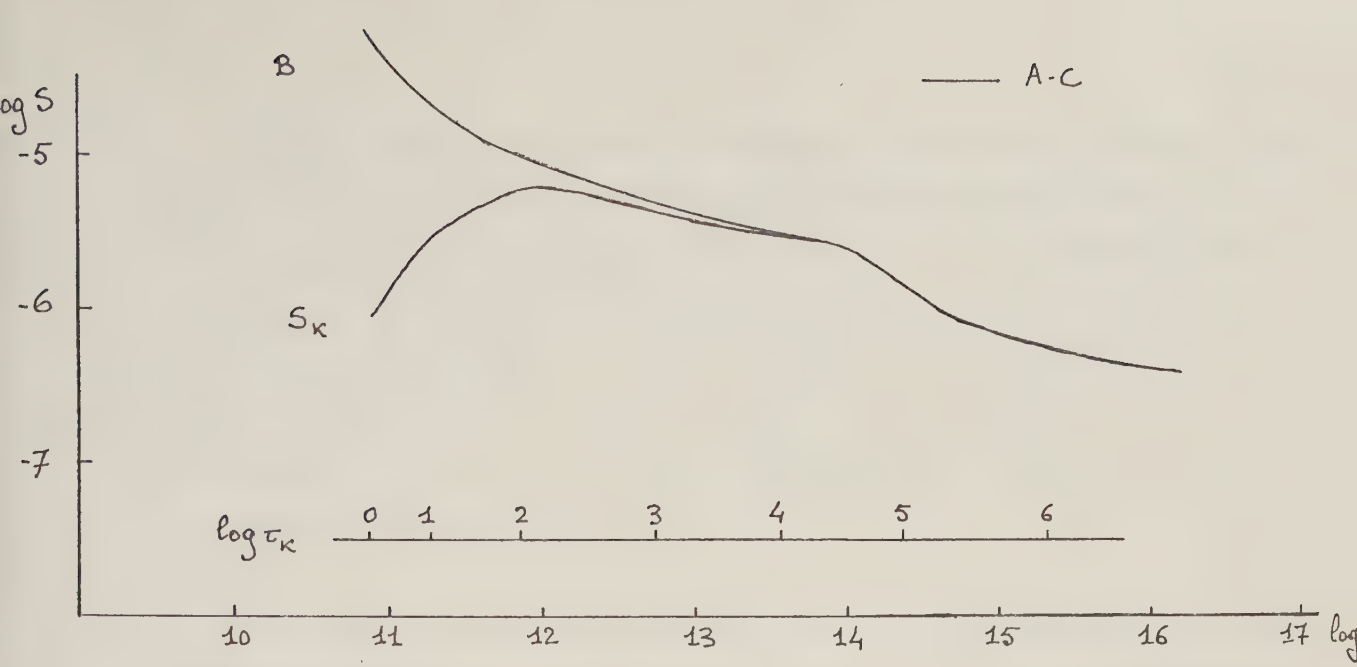
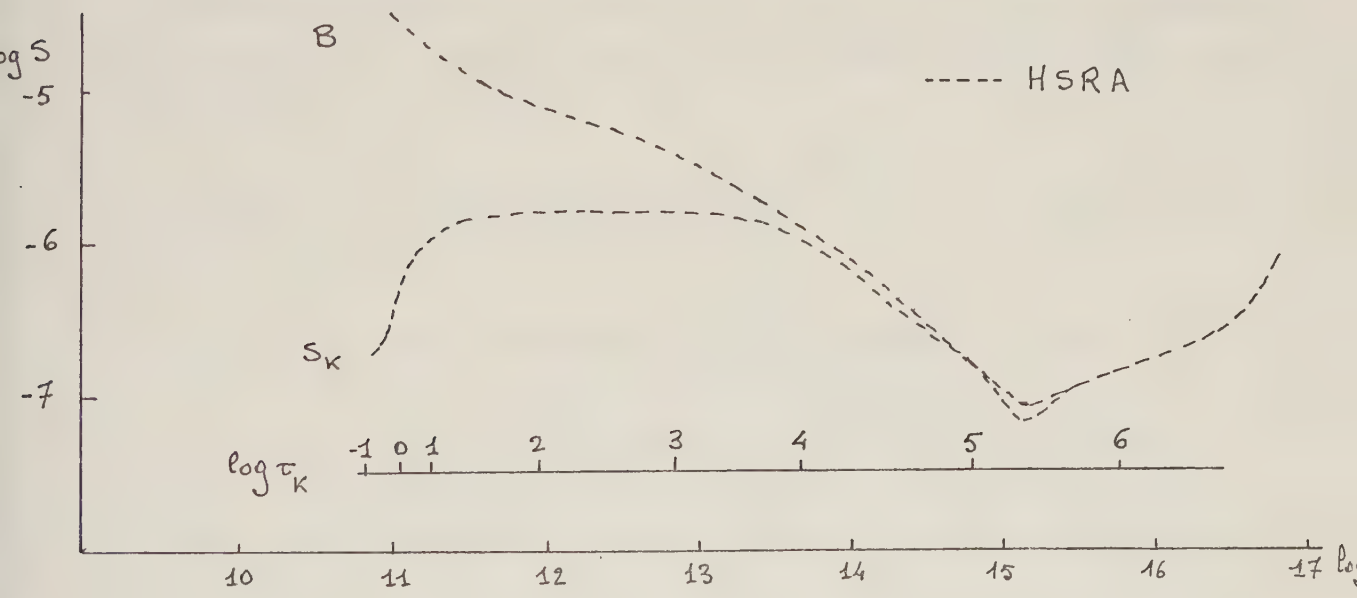
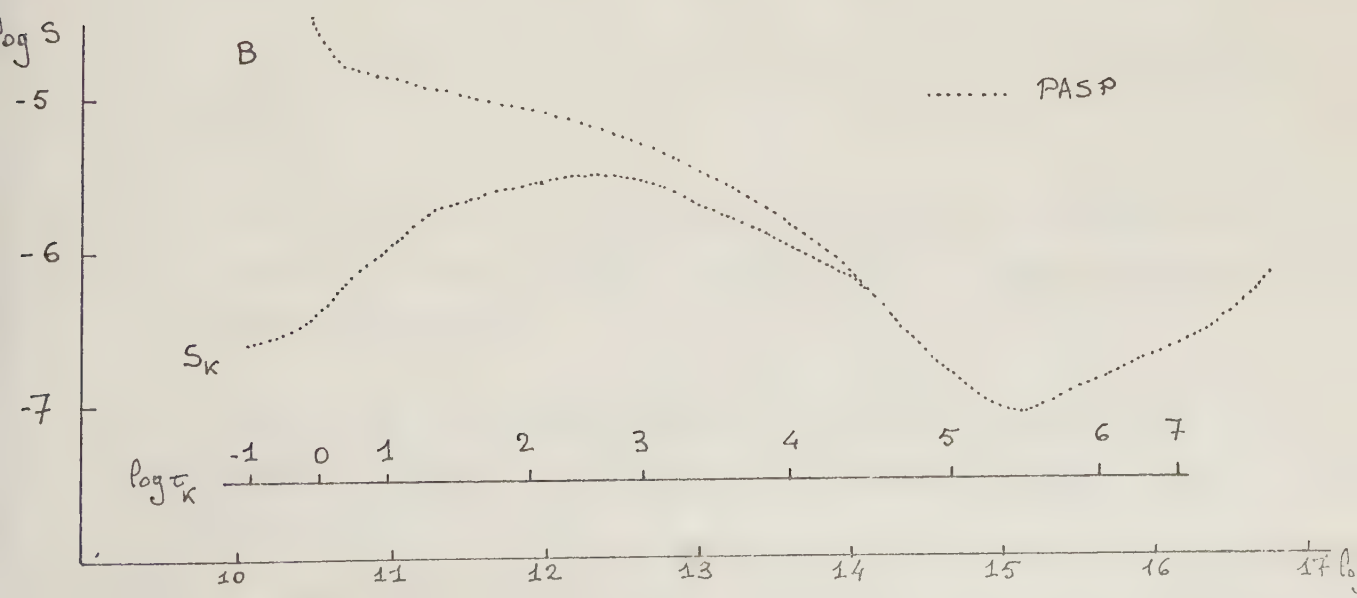


Fig III-10. Diagramme de Grotrian du MgII


B
A-C
S_K
$\log \tau_K$
0 1 2 3 4 5 6
10 11 12 13 14 15 16 17


B
HSRA
S_K
$\log \tau_K$
-1 0 1 2 3 4 5 6
10 11 12 13 14 15 16 17


B
PASP
S_K
$\log \tau_K$
-1 0 1 2 3 4 5 6 7
10 11 12 13 14 15 16 17

Afin de comparer les profils calculés et les profils observés, nous avons calculé la valeur absolue des intensités des profils calmes, perturbés et actifs en utilisant la valeur absolue de l'intensité à 2800 Å de $1,5.10^5$ ergs/cm^2/s/ster/Å mesurée par Bonnet (16). Nous obtenons les demi-profils de la figure III-12 en prenant la moyenne des intensités mesurées à égale distance de part et d'autre de la longueur d'onde théorique de la raie K. L'erreur relative sur les valeurs de l'intensité est la somme des erreurs dues à la restitution des profils et au spectre de référence ; elle est de 46 %.

La figure IV-13 montre les profils de la raie K correspondant aux fonctions sources de la figure IV-11. Le tabl. III-3 donne la comparaison directe des résultats obtenus avec 2 modèles (PASP et HSRA) avec les mesures de référence :

- LMH(K) est la demi-largeur à mi-hauteur de la raie K (demi-largeur de la raie à l'intensité I(K2)/2)

- ($\lambda_{K_2} - \lambda_{K_3}$) est la distance du pic k au centre de la raie K_3

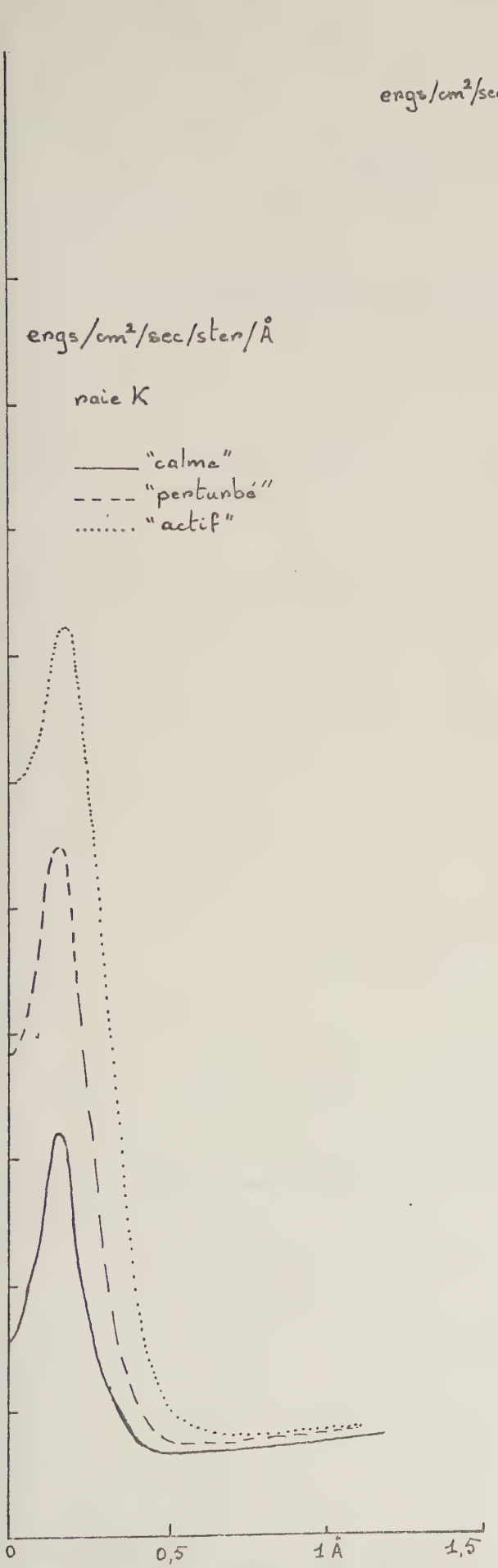
(λ_{K_3} est la longueur d'onde théorique de la raie K)

- ($\lambda_{K_1} - \lambda_{K_3}$) donne la position du minimum par rapport au centre de la raie.

Le profil donné par le modèle A-C est très différent des profils observés :

- l'intensité du pic K_2 est trop grande ; cependant, la distance entre le centre de la raie et le pic K_2 de 0,175 Å est légèrement supérieure aux valeurs observées ;

- la largeur de la raie est beaucoup trop grande et le minimum K_1 correspondant au minimum de température, est placé à plusieurs Angströms du centre de la raie.



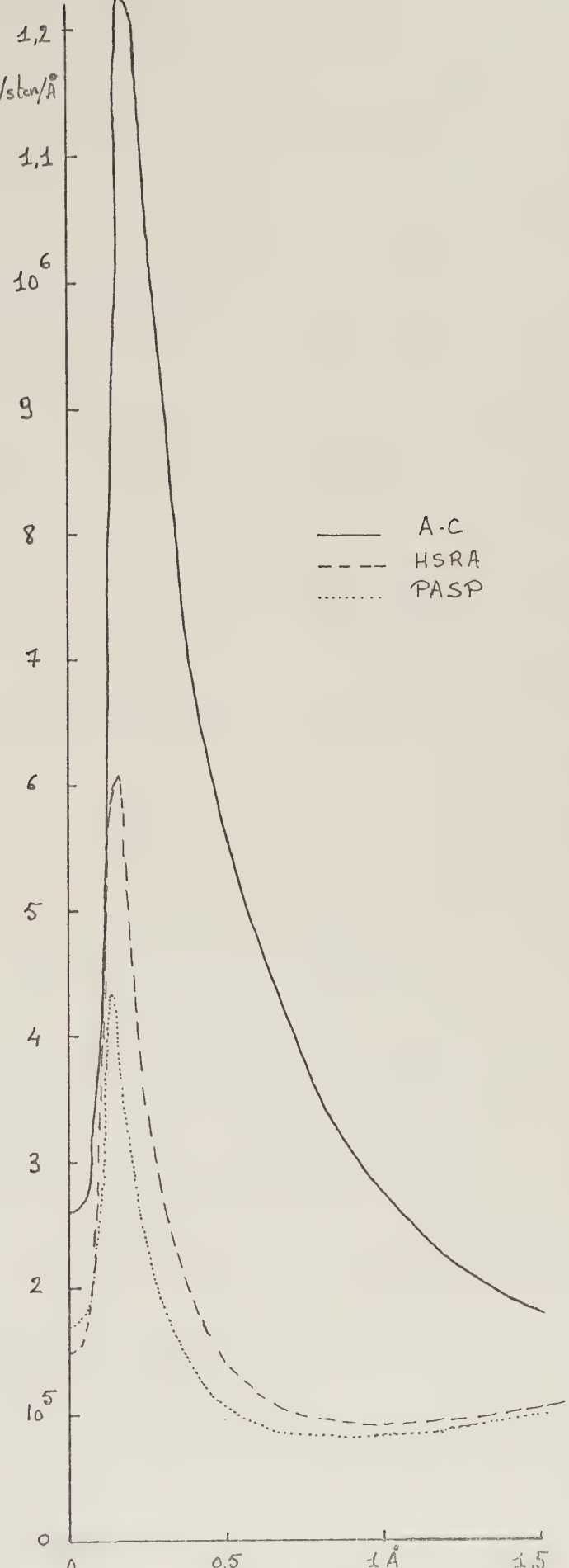


Fig III-13. Profils calculés de la raie K

TABLEAU III- 4

COMPARAISON ENTRE LES MESURES ET LES CALCULS

	PASP	HSRA	Profils moyens calme	perturbé	actif
	1,20	1,23	1,15 ± 0,06	1,21 ± 0,06	1,23 ± 0,06
	1,36	1,40	1,15 ± 0,06	1,20 ± 0,06	1,26 ± 0,06
	1,05	1,05	1,00 ± 0,06	0,95 ± 0,06	0,93 ± 0,06
	1,40	1,50	1,15 ± 0,06	1,23 ± 0,06	1,19 ± 0,06
	2,5	4,30	2,05 ± 0,10	1,46 ± 0,10	1,21 ± 0,10
$.cm^2/s/ster/\AA$)	4.34	6,9	3,2 ± 1,5	5,5 ± 2,5	7,2 ± 3,3
	0,266	0,275	0,27 ± 0,01	0,27 ± 0,01	0,31 ± 0,01
K_3) Å	0,140	0,256	0,145 ±0,007	0,145 ±0,007	0,17 ± 0,01
K_3) Å	0,85	1,025	∿ 0,60 ±0,05	∿0,60 ±0,05	∿0,70 ± 0,05

Le modèle PASP donne un profil voisin des valeurs observées :

- l'intensité du pic K_2 est de $4,34.10^5$ et la distance du centre au pic de 0,140 Å inférieure à la valeur moyenne observée ;

- la largeur de la raie est trop fine, tandis que le minimum est déplacé dans les ailes.

Le profil donné par le modèle H.S.R.A. diffère peu de celui donné par PASP.

- l'intensité du pic K_2 est de $6,09.10^5$ et la distance du centre au pic correspond à la valeur moyenne observée ;

- la largeur de la raie à mi-hauteur est très proche de la valeur observée ; cependant, le minimum K_1 est loin dans les ailes.

V - CONCLUSION SUR LES RESULTATS DONNES PAR LES MODELES ET LEUR COMPARAISON AUX OBSERVATIONS

On peut dire que, d'une façon générale, aucun des modèles utilisés ne permet de reproduire exactement la forme des profils observés. Nous pouvons, néanmoins, donner quelques caractéristiques communes aux 3 modèles :

- la région de formation du pic K_2 qui correspond au maximum de la fonction source, est comprise entre $\tau = 200$ et $\tau = 900$ (τ profondeur optique dans la raie) (fig. III-11). Le modèle PASP, qui a été construit pour reproduire les raies de Ca II, permet une comparaison directe de l'échelle de hauteur de formation des pics K_2 dans le calcium et le magnésium :

1000 km pour K_2 de Ca II,
1400 km pour K_2 de Mg II.

Ce résultat confirme que les raies de Mg II sont formées plus haut dans la chromosphère que les raies de Ca II :

- le rapport des profondeurs optiques de formation des pics K_2 et H_2 est :

$$\frac{\tau_{K_2}}{\tau_{H_2}} = I,3$$

Les pics K_2 et H_2 ne sont donc pas formés à la même profondeur optique ;

- le rapport $r_o = \frac{\chi_c}{\chi_r}$ du coefficient d'absorption continu au coefficient d'absorption au centre de la raie est voisin de IO^{-IO} pour les trois modèles.

La valeur du coefficient d'absorption continu peut être changée par un facteur IO sans influer sur les résultats, compte-tenu de la faible valeur de r_o :

- la position du pic ($\lambda_{K_2} - \lambda_{K_3}$) est presque identique à celle donnée par les observations. La vitesse de microturbulence correspondant à la hauteur de formation du pic K_2 dans l'atmosphère solaire est donc environ 5km/sec.

D'après les résultats donnés par les calculs, le minimum de température du modèle moyen doit être voisin de 4200°K. Car la valeur du minimum à 4600°K ne permet absolument pas la reproduction des profils observés.

Le rapport $I(K_2)/I(K_3)$ obtenu pour les profils perturbés et actifs est inférieur aux valeurs calculées. L'introduction d'un gradient élevé de microturbulence $d\zeta/dh$ (2 km par seconde et par IOO kilomètres au-dessus de IOOO km) supprime le renversement central et augmente l'intensité dans la raie. Un gradient élevé de température dTe/dh produit un résultat identique.

La forme des profils perturbés et actifs peut être reproduite soit par un gradient de turbulence $d\zeta/dh$, soit par un gradient de température dTe/dh plus grands que ceux donnés par les trois modèles.

La distance $(\lambda_{K_I} - \lambda_{K_2})$ donnée par les modèles est supérieure à celle qui est observée.

Cette distance dépend directement de $d\zeta/dh$ et de dTe/dh (Athay et al (4)) dans la région comprise entre la hauteur de formation du minimum de température et du pic K_2. Comme ζ et Te qui correspondent à la hauteur de formation du pic K_2 sont fixés par la position du pic K_2, pour accroître le gradient $d\zeta/dh$ et dTe/dh, il faut donc diminuer la différence entre les hauteurs des formations du pic K_2 et du minimum de température. Pour cela, nous proposons d'étendre la région de formation du minimum de température d'environ 500 km à 600 km pour les deux modèles PASP et HSRA.

Ces résultats peuvent être critiqués sur la base des hypothèses qui ont été faites dans les calculs et de l'imprécision de certains paramètres utilisés.

I) Nous avons utilisé des modèles homogènes :

Dans le cas où les dimensions des cellules inhomogènes sont de plusieurs ordres de grandeur supérieures à la longueur de thermalisation (distance optique moyenne entre le point où le photon est créé et le point où il est thermalisé ou converti en énergie cinétique) on peut appliquer un modèle homogène au centre du disque et au centre de chaque cellule : les propriétés particulières du bord des cellules, où des discontinuités de température et de champs de vitesses peuvent apparaître sont à traiter différemment et il en est de même pour les cellules qui ne sont pas au centre du disque solaire, car l'effet de courbure dû au soleil ne permet pas de séparer les cellules (Beebe, (10)). L'emploi d'un modèle homogène dans toute l'atmosphère est donc une première approximation pour le calcul des profils.

2) Nous n'avons pas tenu compte de la dissymétrie des pics rouge et violet de chaque raie, c'est-à-dire que nous négligeons les effets dus aux champs de vitesse macroscopiques ; ce qui peut conduire à des erreurs d'interprétation importantesà une échelle de l'ordre de la seconde d'arc. En effet, avec la résolution angulaire de nos résultats, nous avons implicitement supposé que tous les profils observés avaient 2 pics d'émission ; il n'est pas impossible qu'avec une résolution voisine de I" d'arc, les raies de Mg II donneront en majorité un seul pic d'émission ainsi que les observations dans les raies de Ca II l'ont montré (Pasachoff) (62).

3) L'intensité du pic K_2 est sensible à la variation des paramètres atomiques et l'imprécision sur ceux-ci est importante ;

4) Nous avons utilisé un modèle d'atome à 2 niveaux et un continu. L'introduction des deux niveaux D et l'interaction entre les niveaux $P_{I/2}$, $P_{3/2}$ peut modifier légèrement le rapport des intensités dans les deux raies. D'autre part, les ailes de chacune des raies ne sont pas séparées ; les intensités calculées pour chaque raie indépendamment l'une de l'autre sont ainsi surestimées.

CHAPITRE III

ETUDE DE LA VARIATION CENTRE-BORD DES PROFILS

La variation très inhomogéne des profils observés du centre du disque au bord rend difficile toute interprétation en terme d'une chromosphère à couches plan parallèles, supposées homogènes.

Cependant, nous montrerons quel peut être l'apport des mesures de la variation centre-bord des profils à l'étude :

- de la variation de la profondeur optique avec la hauteur
- de la variation du gradient de température avec la hauteur.

Nous verrons également comment à l'aide de la variation centre-bord de la distance entre les pics (Dumont (29)), il est possible de donner les éléments nécessaires au choix entre une chromosphère optiquement "mince" ou optiquement "épaisse".

I - VARIATION DE LA PROFONDEUR OPTIQUE AVEC LA HAUTEUR

La profondeur optique τ_0 au centre de la raie K dépend du rapport $I(K_2) / I(K_3)$ (III partie, chapître I). La figure III-14 montre la variation centre-bord du contraste $I(K_2) / I(K_3)$. Ce contraste est pratiquement constant du centre au bord. Donc l'épaisseur optique τ_0 varie peu dans la partie de l'atmosphère balayée par la variation centre-bord de la position du pic K_2.

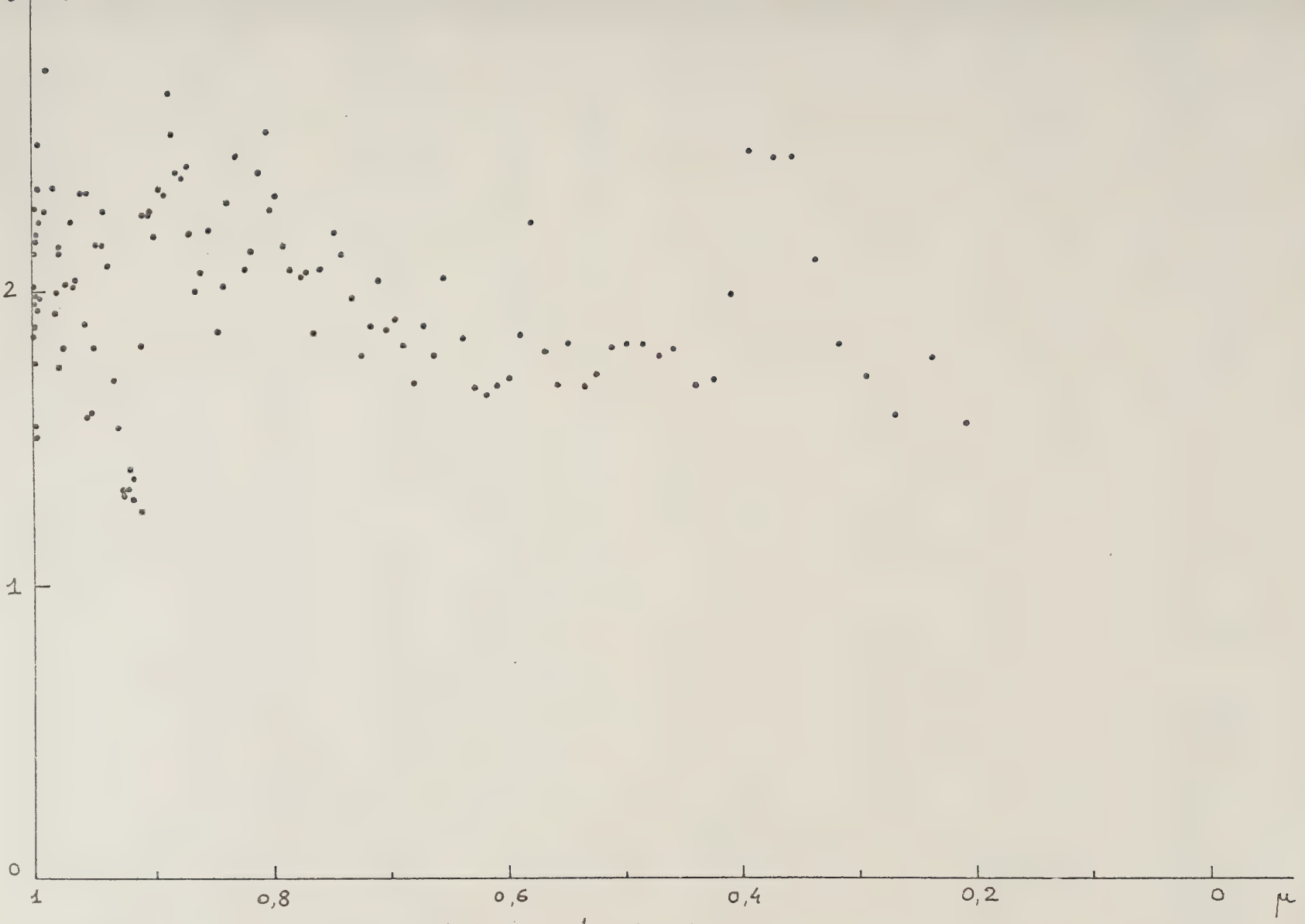


Fig III-14 - Variation centre-bord du rapport $I(K_2)/I(K_3)$

II - VARIATION DU GRADIENT DE TEMPERATURE AVEC LA HAUTEUR

Le gradient de température dTe/dh (IIIe partie, chapitre I), dépend du rapport I(K) / I(H). Ce rapport est indépendant de la variation centre-bord (figure III-15).

Le gradient de température est donc constant dans la partie de la chromosphère que l'on explore par les observations du centre au bord du soleil. Ceci est également en accord avec nos conclusions précédentes.

III - LA CHROMOSPHERE EST-ELLE OPTIQUEMENT "MINCE" OU "EPAISSE" ?

Dans le chapître précédent, pour calculer la forme des profils, nous avons implicitement supposé que la chromosphère était optiquement "épaisse" ; les résultats obtenus et les modèles utilisés seraient remis en question si la chromosphère était optiquement "mince".

La représentation $\Delta\lambda_2^2 = f(-\ell n\mu)$

où

$\Delta\lambda_2$ est la distance $(\lambda_{K_2} - \lambda_{K_3})$

et

$\mu = \cos\theta$

doit permettre, d'après Dumont [29], de déterminer l'épaisseur optique de la chromosphère.

Nous donnons sur la figure III-16, la variation centre-bord de la distance $(K_{2R} - K_{2V})$. Statistiquement, cette distance croît depuis 0,29 Å à $\mu = 1$, jusqu'à environ 0,50 Å à $\mu = 0,2$ (l'erreur relative sur la mesure est inférieure à 3 %).

La figure III-17 représente la variation $\Delta\lambda_2^2$ en fonction de $-\ell n\mu$. La variation obtenue ne peut pas être représentée par une droite ; dans ce cas, d'après Dumont, la chromosphère est optiquement "épaisse" et en prenant la

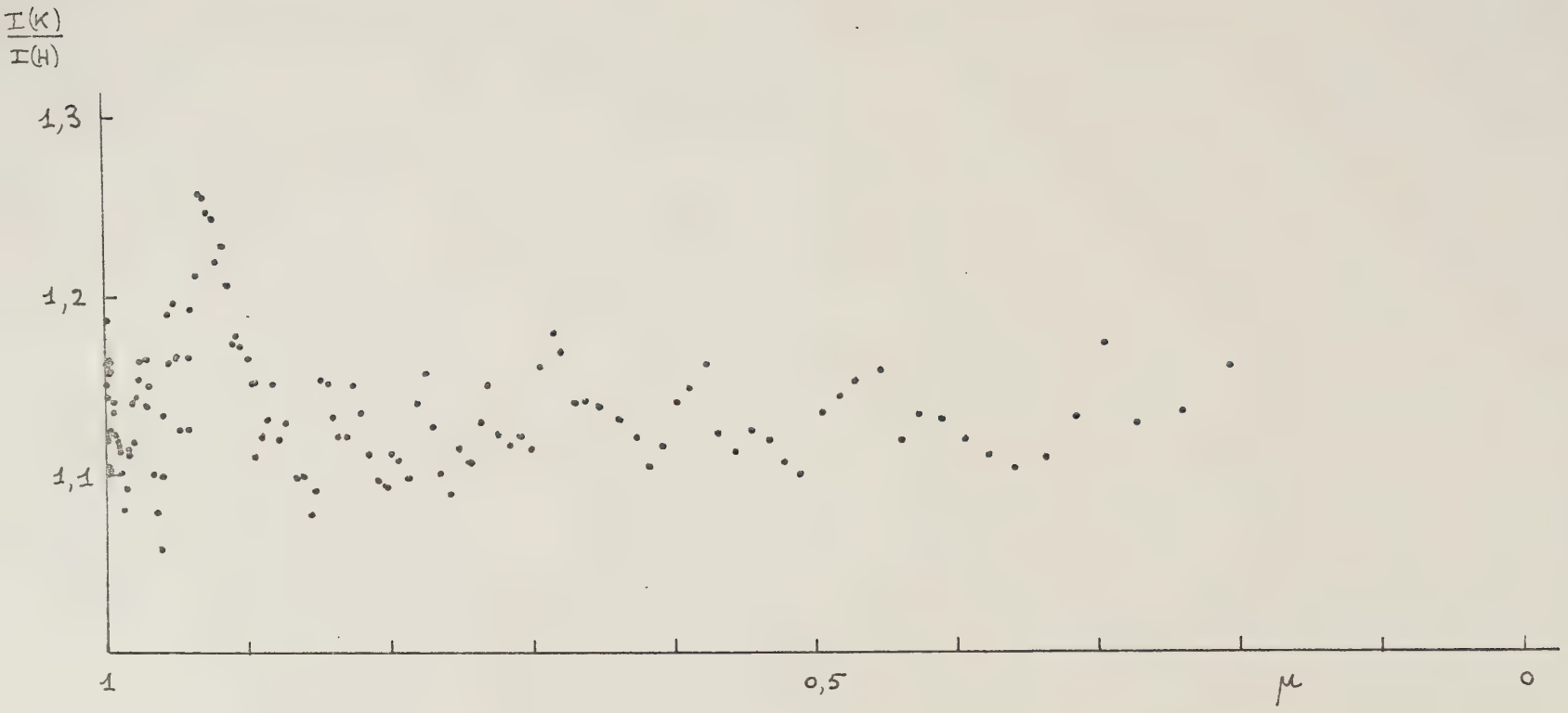


Fig III-15. Variation centre-bord du rapport I(K)/I(H)

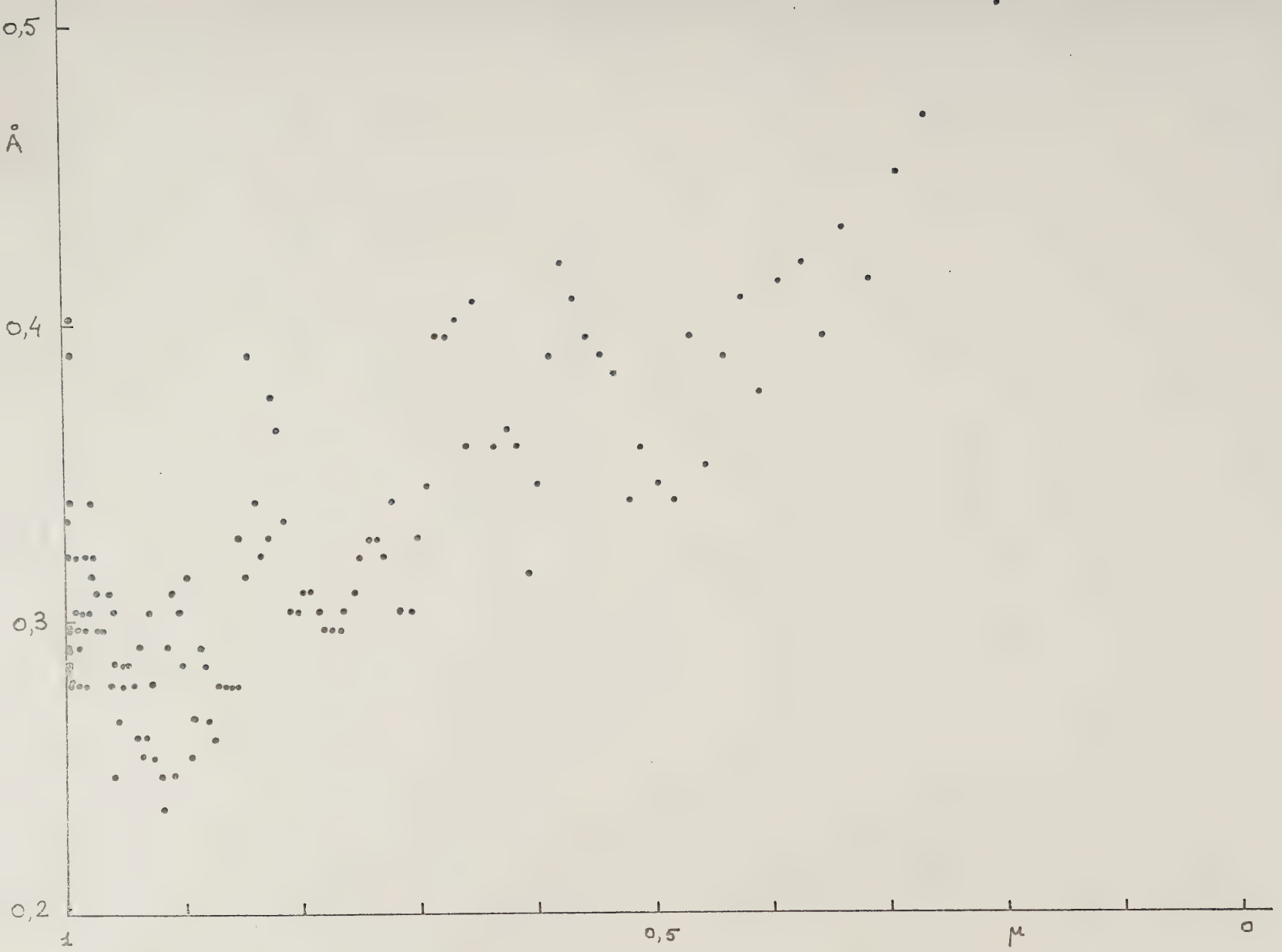


Fig III - 16. Variation centre-bord de la distance entre les pics K_{2v} et K_{2R}

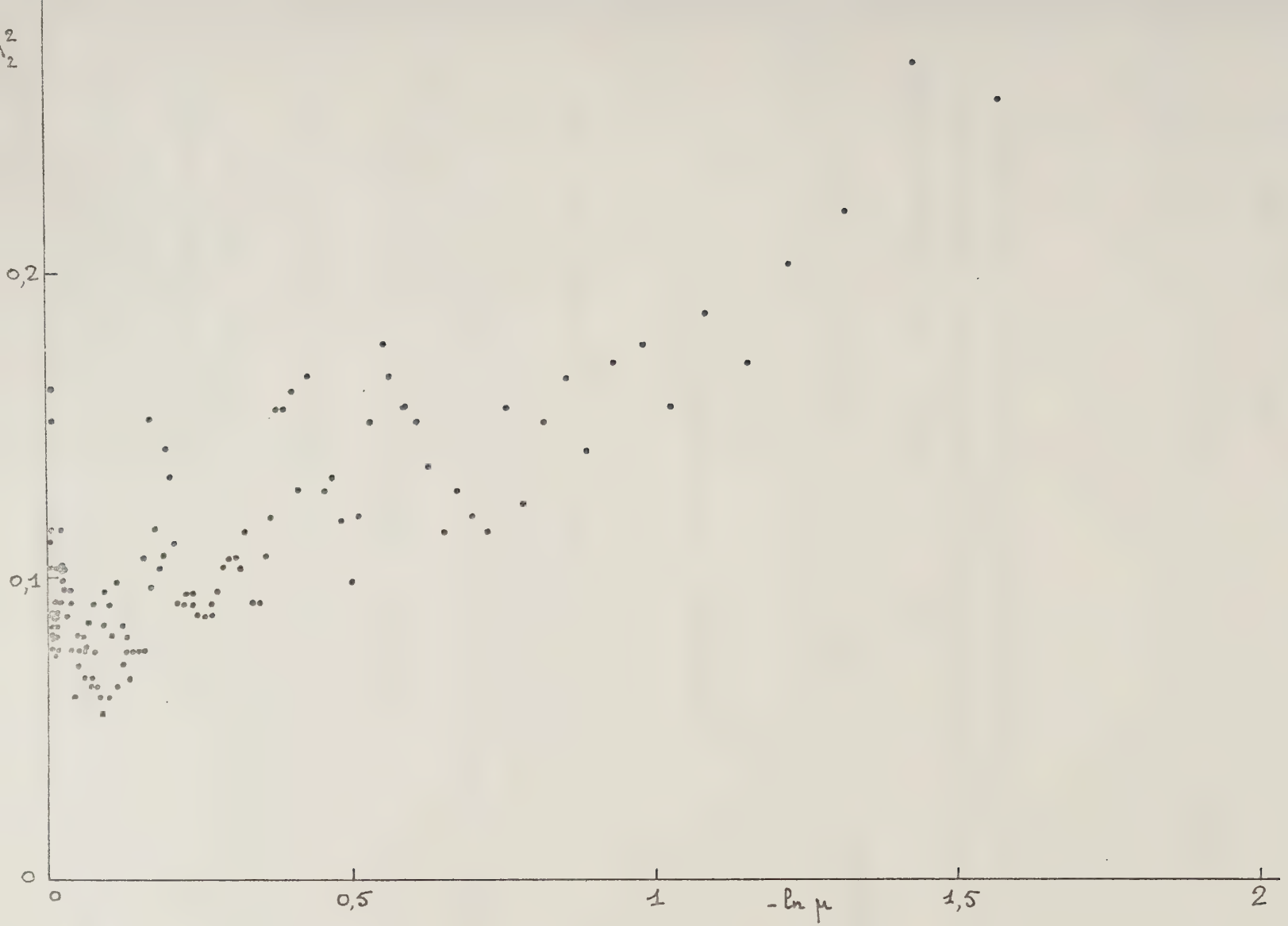


Fig III - 17 . . $\Delta\lambda_2^2 = f(-\ln\mu)$

tangente au point $\mu = 1$ à la courbe qui représente la variation approchée de $\Delta\lambda_2^2$ en fonction de $-\ln\mu$, la largeur Doppler Δ_D et la profondeur optique τ_2 à la hauteur de formation du pic K_2 sont données par l'équation

$$\Delta\lambda_2^2 = 4\Delta_D \ (\ln\tau_2 - \ln\mu)$$

On obtient ici : $\Delta_D = 0{,}07$ Å, c'est-à-dire une vitesse Doppler de 7,5 km/sec., et

$$\tau_2 = 54.$$

Compte-tenu de l'incertitude sur la détermination de ces deux quantités, ces résultats sont voisins de ceux que nous avons obtenus dans les calculs du chapitre précédent ($v_D \sim 5$ km/sec. et $\tau_2 > 200$).

Un modèle de chromosphère optiquement "épaisse" est donc compatible avec les observations centre-bord des raies de Mg II.

IV - CONCLUSION DE LA IIIe PARTIE

Dans cette partie, nous avons successivement :

- analysé les résultats obtenus au centre du disque solaire
- calculé les profils théoriques des raies avec 3 modèles et comparé ces profils aux profils observés
- analysé la variation centre-bord des profils.

Nous en avons déduit essentiellement que :

- les profils observés peuvent être représentés en utilisant un modèle avec une chromosphère optiquement "épaisse"
- le minimum de température à 4200°K - 4300°K est celui qui représente le mieux l'intensité du minimum K_1 et sa position
- la région du minimum de température des modèles doit être étendue sur une centaine de kilomètres dans l'atmosphère

- la vitesse de turbulence ζ qui correspond à la région de formation du pic K_2 est voisine de 5 km/sec.

- dans les profils actifs les gradients dTe/dh et $d\zeta$/dh sont plus grands que dans les profils calmes.

CONCLUSION

Nous avons construit un spectrographe à grand pouvoir de résolution spectrale et angulaire sur le soleil, compatible avec les exigences propres aux expériences embarquées en ballon. Les performances mesurées au laboratoire sont 25 mÅ et 1" d'arc.

Avec cet instrument, nous avons ainsi, pour la première fois, obtenu le profil des raies de résonance du magnésium ionisé, résolu point par point sur le disque avec une résolution angulaire de 7" d'arc que seule limite la précision du système d'asservissement (vol du 24 juin 1970). Les résultats obtenus, lors de plusieurs vols, montrent les deux raies H et K de Mg II en émission superposées au spectre d'absorption d'origine photosphérique. La dimension des éléments résolus, qui apparaissent par une augmentation d'intensité dans les raies de Mg II correspond à la dimension de la supergranulation.

Nous avons établi un classement des profils au centre du disque en fonction de l'intensité intégrée dans la raie K de Mg II : calmes, perturbés et actifs. Pour chacun des groupes, nous donnons le profil moyen, obtenu par la moyenne arithmétique des intensités à chaque longueur d'onde, et la distribution des intensités dans les différentes parties du profil.

L'analyse des profils observés au centre du disque, la variation centre-bord des profils et la comparaison avec les profils calculés à l'aide de 3 modèles homogènes chromosphériques récents permettent de préciser les points suivants nécessaires à la définition de modèles de la chromosphère :

- les profils moyens observés des raies de Mg II sont compatibles avec des modèles de chromosphère optiquement "épaisse"
- l'intensité et la position du minimum K_1 nécessitent un minimum de température voisin de 4200°K étendu sur une centaine de kilomètres en altitude
- les gradients de température Te/dh et de vitesse de turbulence $d\zeta/dh$ sont plus grands dans les régions actives que dans les régions calmes.

La qualité de nos observations est limitée actuellement par la résolution angulaire imposée par le système de pointage.

D'autre part, l'absence d'une calibration absolue ne permet pas la restitution précise des intensités des raies.

Cette étude est donc poursuivie actuellement par la préparation :

- d'un nouveau lancement de l'instrumentation sur ballon, avec une amélioration du système interne d'asservissement de l'image afin d'obtenir une meilleure résolution angulaire sur le disque,
- d'une expérience qui sera placée sur une fusée qui permettra d'obtenir photoélectriquement l'intensité absolue du spectre solaire entre 2600 Å et 2850 Å (la résolution spectrale et la précision attendues sont respectivement de 0,02 Å et 5 %).

Par ailleurs, l'expérience en préparation au LPSP qui doit être placée sur le satellite américain OSO-I permettra d'observer simultanément les six raies H et K de Ca II, H et K de Mg II, Ly α et Ly β de H I avec une résolution angulaire voisine de 1" d'arc et une résolution spectrale de 0,02 Å. Ceci constituera une approche nouvelle du problème de l'étude de la structure inhomogène de la chromosphère.

D'autre part, de nouvelles mesures sont nécessaires dans l'infra-rouge pour confirmer nos résultats sur la valeur et l'étendue en altitude du minimum de température d'un modèle moyen de l'atmosphère solaire.

ANNEXE 1

QUELQUES DONNEES SUR L'OZONE ATMOSPHERIQUE

Nous rappelons ici brièvement quelques résultats obtenus sur l'ozone et qui montrent combien il est difficile de restituer avec précision la transmission atmosphérique.

I - COEFFICIENTS D'ABSORPTION DE L'OZONE AU VOISINAGE DE 2800 Å

Le tableau AI-1 que nous donnons est un des résultats d'une compilation effectuée par Berruyer-Desirotte (12). La comparaison entre les coefficients d'absorption de l'ozone mesurés par Vigroux (82) et par Inn et al (46) à deux températures différentes, montre des différences importantes qui introduisent des erreurs dans la restitution du spectre.

II - FLUCTUATIONS SAISONNIERES DE LA REPARTITION VERTICALE DE L'OZONE

Nous donnons un groupe de courbes (figure AI-1) qui montre explicitement ces fluctuations. Nous pouvons noter que c'est au-dessus de 30 km qu'elles sont les plus importatnes.

Dans le calcul de l'absorption atmosphérique, lors d'une expérience solaire, intervient, en plus, la hauteur du soleil au-dessus de l'horizon qui varie, à la même heure, avec la saison.

III - FLUCTUATIONS JOURNALIERES DE LA REPARTITION VERTICALE DE L'OZONE

La figure AI-2 montre les résultats théoriques obtenus par Hunt (45) à l'aide d'un modèle atmosphérique incluant la photodissociation de l'oxygène par le rayonnement ultra-violet.

IV - REPARTIIION DE L'OZONE EN FONCTION DE LA LATITUDE ET DE LA LONGITUDE

Un exemple de la répartition de la quantité d'ozone observée en différents points de la surface terrestre est donné sur la figure AI-3 (42).

Bien que d'une importance très grande par son influence sur les phénomènes biologiques terrestres, l'ozone atmosphérique est encore très mal connu. Le très grand nombre de paramètres qui sont à l'origine des fluctuations rend très difficile la prévision exacte de l'absorption atmosphérique au-dessus de 30 km dans le proche ultra-violet.

TABLEAU AI - 1

Coefficients d'absorption de l'ozone

λ (Å)	k_λ cm^{-1} (base IO)	
	Vigroux (I8°C)	Inn et al (27°C)
2752	66,4	66,6
2756	64,3	
2759	63,5	
2762		60,6
2763	62,I	
2772		56,8
2773	57,6	
2782	52,9	52,4
2784	52,4	
2792	48,6	48,4
2799	46,I	
2802		43,6
2809	42,0	
28I2		39,7
2822		36,4
2823	37,7	
2830		35,2
2833	35,4	
284I	3I,7	
2842		30,4
2845	30,9	
2850	29,2	
2852		27,5

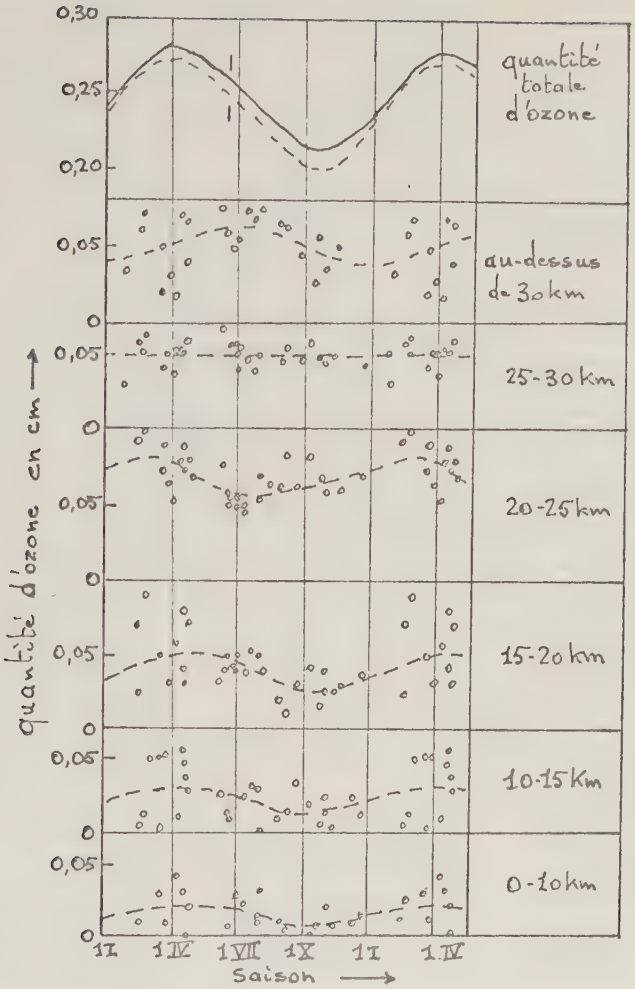


Fig AI-1 Variation saisonnière de la pression d'ozone à différentes altitudes
(J. Atm. Terr. Phys. (1956), 7, p 136)

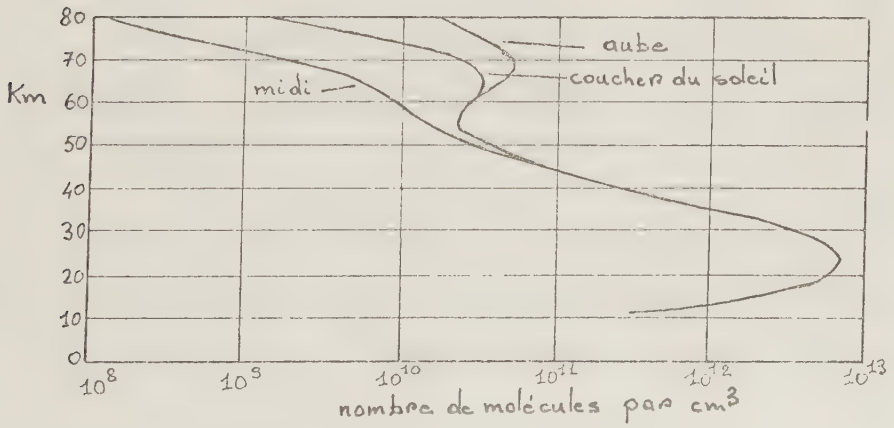


Fig AI-2 Variation journalière de la concentration d'ozone (Hunt, (82))

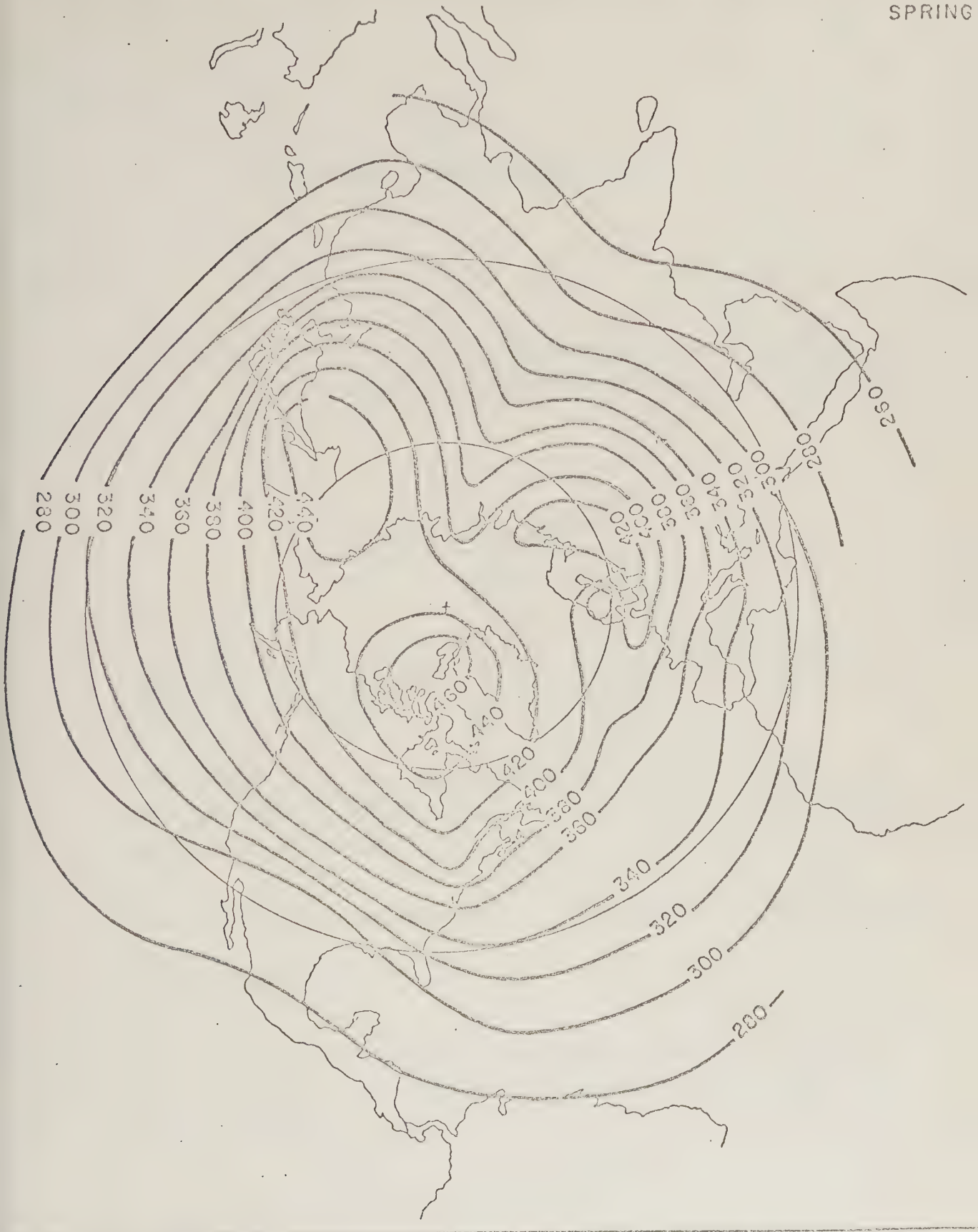


Fig 1-2 - Distribution moyenne de la quantité totale d'ozone au-dessus de l'hémisphère nord au printemps.(48)

ANNEXE II

CHOIX D'UNE EMULSION PHOTOGRAPHIQUE

Nous décrivons ici les différents critères qui nous ont permis de choisir une émulsion photographique compatible avec la résolution instrumentale recherchée.

I - OBJECTIFS RECHERCHES

L'émulsion doit avoir un certain nombre de caractéristiques :

- pouvoir de résolution compatible avec la résolution instrumentale, c'est-à-dire supérieure à 10μ dans deux axes,

- sensibilité suffisante afin d'obtenir des temps d'exposition en vol courts qui seront peu affectés par les dépointages et les déformations dues aux dérives en température,

- contraste moyen (compris entre I et 2) pour faciliter le dépouillement

- granularité faible,

- les autres critères sont moins importants, mais il est nécessaire de les citer (résistance à l'abrasion, couche anti-halo, délais pour l'approvisionnement et prix).

2 - CHOIX PRELIMINAIRE

A partir des fabrications du commerce, nous avons établi une liste des différentes émulsions susceptibles d'être utilisées (table AII-I). Lorsque le fabricant ne donne pas la rapidité en DIN, nous en avons fait une estimation à partir des autres valeurs données (ASA, ergs/cm^2) ou relativement à une autre émulsion connue du même fabricant.

Tous les tests sont faits en utilisant le même révélateur (DI9 b KODAK) dans les mêmes conditions (température du bain, agitation, temps). Ensuite, nous avons fait un premier test dans le visible (bleu) en photographiant une mire à pas variable de façon monotone tracée sur une feuille de papier. Nous donnons quelques résultats dans la table AII-2.

- la première colonne donne le nom de l'émulsion,
- la deuxième colonne donne l'amplitude de la fluctuation due à la granulation de l'émulsion non impressionnée,
- dans la 3ème colonne, nous notons le temps de pose et la densité du premier pas obtenus, ceci nous donne une indication sur la sensibilité du film,
- dans la 4ème colonne,nous donnons l'amplitude du premier pas (en densité) qui est fonction du facteur de contraste de l'émulsion,
- dans la 5ème colonne, nous donnons le nombre de traits de la mire que nous résolvons avec le microdensotimètre.

A titre de comparaison, nous avons fait figurer le film 649-O. Ce test nous permet de retenir :

SA I et IV E (KODAK)
39 C 56 et 45 C 62 AGFA-GEVAERT.

Les émulsions KB 14 (ADO X) et le Fine Grain Safety Positive (ILLFORD) qui ont été réceptionnés après ce premier test, sont aussi utilisées.

3 - TESTS EFFECTUES DANS LES CONDITIONS D'UTILISATION

a) Procédures de tests

Il est important de choisir l'émulsion en fonction de son utilisation réelle, c'est-à-dire connaître ses caractéristiques à 2800 Å dans l'instrumentation.

Pour cela, nous calibrons l'émulsion à l'aide du petit spectrographe de calibration et en plaçant sur la fente du spectrographe la mire déjà citée dans la première partie, nous obtenons le test réel de résolution instrumentale (spectrographe et émulsion).

b) Résultats bruts et discussion

La comparaison entre les courbes de calibration est montrée sur la figure AII-1. Comme nous effectuons nos mesures avec les mêmes temps de pose, nous avons une comparaison directe de la sensibilité relative des différentes émulsions. Nous retenons ainsi les émulsions :

SAI, IVE (KODAK) et 39c56 et 45c62 (AGFA-GEVAERT) pour effectuer le test de résolution.

Nous avons montré dans la première partie, figure I-13, le résultat obtenu avec le 39c56 ; nous obtenons des courbes analogues avec les 3 autres émulsions précédemment citées.

Afin d'employer le critère le plus objectif possible pour le choix final, nous calculons la fonction de transfert de modulation de l'ensemble spectrographe émulsion (MTF).

4 - CALCUL DE LA FONCTION DE TRANSFERT DE MODULATION

Pour ce calcul, nous utilisons l'article de Brandt (1967, (18)). Si P_o est la modulation d'intensité de la mire originale (ou contraste):

$$P_o = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$$

- $p'(\nu)$ la modulation d'intensité sur le film (obtenue à partir de la courbe caractéristique de l'émulsion),
- ν la fréquence spatiale ou paire de traits par millimètres,
- le rapport $\alpha(\nu) = \frac{p'(\nu)}{p_o}$, fonction de ν , représente la fonction de transfert de modulation.

Dans le cas d'une distribution de la modulation de l'intensité dans deux dimensions (résolution spectrale et résolution angulaire) il faut tenir compte du carré de la fonction précédente.

Nous représentons la courbe $\alpha^2(\nu)$ en fonction de ν obtenue avec le 39c56 et le SAI sur la figure AII-2. En comparant les 2 courbes, nous voyons déjà que le 39c56 sera meilleur que le SAI car la fonction de transfert de modulation décroît plus lentement pour les grandes fréquences, c'est-à-dire que la séparation entre 2 détails décroît plus vite pour le SAI que pour le 39c56 lorsque ces deux détails se rapprochent.

Afin de déterminer la limite de résolution de l'émulsion ainsi étudiée, il faut enfin tenir compte de la granularité, c'est-à-dire la fluctuation statistique de densité due au nombre de grains par unité de surface. Cette fluctuation statistique peut être traitée comme une modulation statistique en fonction de la fréquence spatiale et donne une droite en première approximation. Cette droite représente le bruit pour un élément image.

En appelant q = 2, le rapport signal sur bruit minimum de 2 que nous voulons pour résoudre un élément image, nous avons tracé la droite représentant le bruit de chacune des émulsions sur les courbes précédentes. L'intersection d'une droite donnant le bruit (avec q =2) avec la courbe représentant la fonction de transfert de modulation donne la plus petite dimension d'un élément qui peut être résolu. Nous obtenons ainsi :

environ 6 µ pour le film 39c56,
et IO µ pour le SAI.

Les résultats pour le IV E sont supérieurs à IOµ et ceux obtenus pour le 45c62 sont compris entre IOµ et 6µ .

Nous avons donc choisi le film 39c56 à partir du moment où les progrès réalisés dans les techniques d'asservissement ont permis d'espérer obtenir la résolution théorique instrumentale.

TABLE AII-I

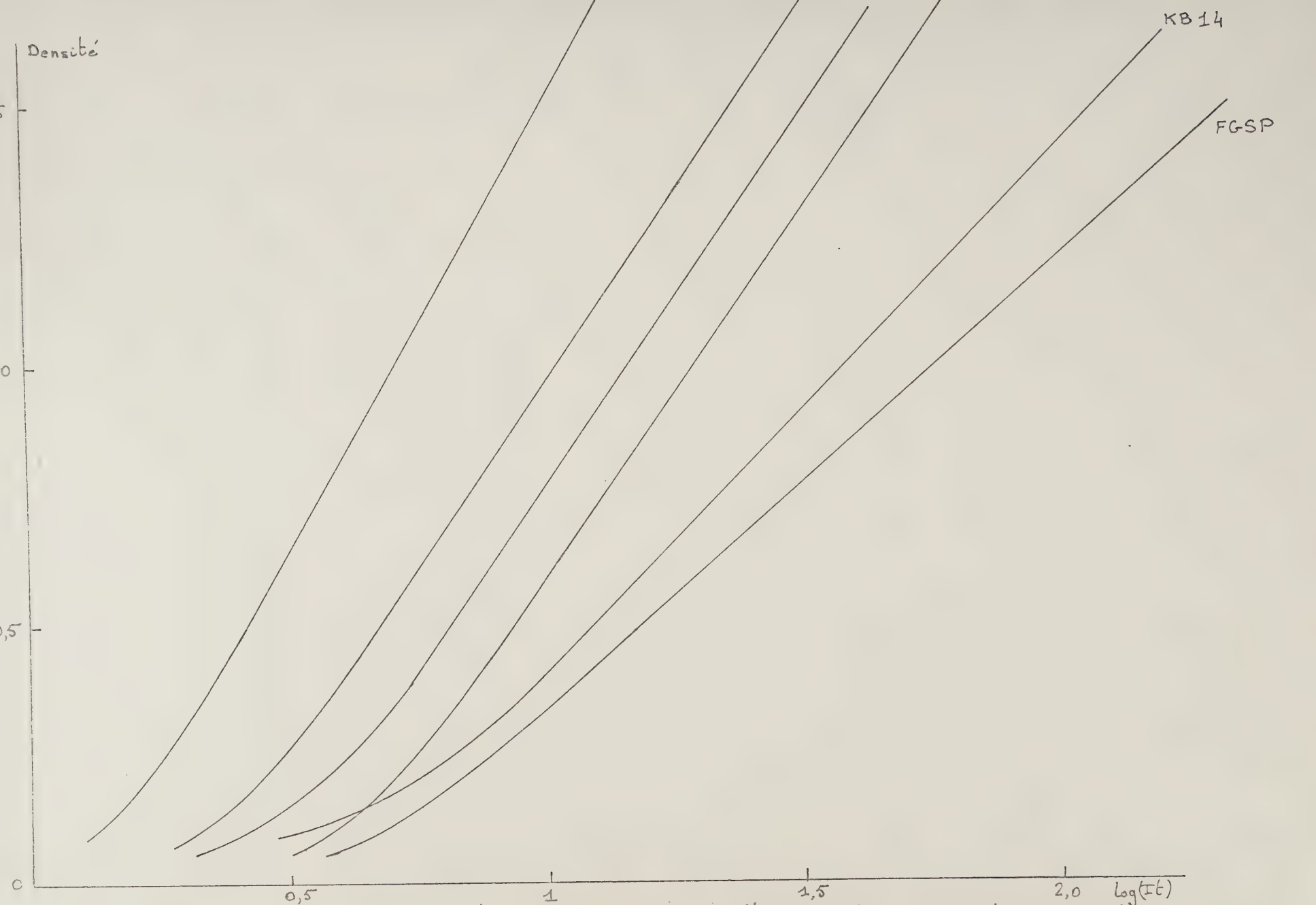
CARACTERISTIQUES DES EMULSIONS CHOISIES

Fabricant	Emulsion	Domaine de sensibilité	Rapidité	Contraste	Grain	Pouvoir résolv (traits/mm)
ILLFORD	Pan F	2300-6700 Å	I8 DIN	Moyen	Très Fin	-
	FP 3	2300-6700 Å	23 DIN	Moyen	"	-
KODAK	III-O	2300-5000 Å	∿20 DIN	Haut	Moyen	96-I35
	SA I	2300-4500 Å	∿I6 DIN	Haut	Très fin	> 225
	IV E	2300-6500 Å	∿I7 DIN	Extrêmement haut	Fin	I36-225
AGFA-	39c56	2300-5600 Å	II-9 DIN	γ ∿2-3		I65
GEVAERT	45c62	2300-6200 Å	I5-I2DIN	γ ∿2-3		I80
	50B65	2300-6500 Å	I5-I2DIN	γ ∿I-I,5		I20

TABLE AII-2

Résultats du test effectué dans le visible pour les différentes émulsions

Emulsion	Amplitude du grain	Temps de pose	Densité	Amplitude du Ier pas	Résolution (nbre de traits)
Pan F	0,06	I/I5 sec.	0,86	0,5I	I3
FP 3	0,06	I/30 sec.	I,05	0,39	I0
III-0	0,07	I/I5 sec.	0,82	0,32	9
SA-I	0,05	I/4 sec.	0,99	0,68	II
IV-E	0,04	I/I5 sec.	0,60	0,50	I4
39c56	0,0I5	I/4 sec.	0,90	0,78	I8
45c62	0,03	I/4 sec.	I,5I	0,84	I5
50B65	0,04	I/I5 sec	0,84	0,5I	I3
649-0	0,0I0	I5 minutes	0,90	0,75	43


Densité
KB 14
FGSP
0,5
1
1,5
2,0
log(It)

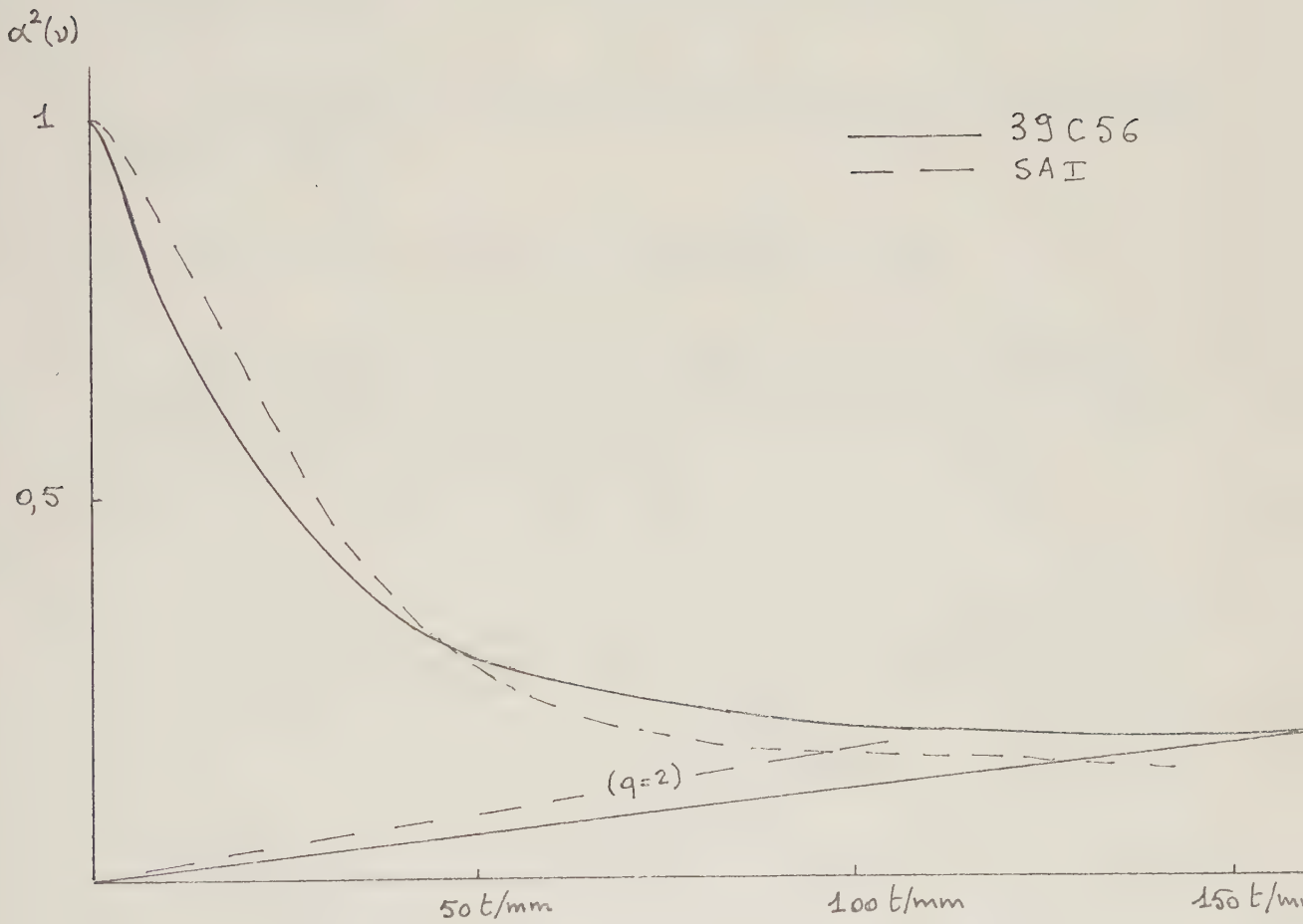


Fig AII.2 Seuil de détection de l'émulsion 39C56 déterminé par le carré de la MTF et par la modulation statistique du grain

ANNEXE III

TRANSFORMATION DE BAKER

Afin d'introduire facilement la courbe caractéristique dans les calculs numériques, nous avons employé la méthode décrite par Schneider (68).

Nous transformons les densités sous la forme suivante (transformation de Baker)

$X = \log \frac{T}{I-T}$ où T est la transmission du film.

Ensuite, nous posons le logarithme de l'intensité comme une fonction olynomiale de X. Les coefficients du polynôme sont calculés par la méthode des moindres carrés :

$$\text{Log } I = a + b\,X + c\,X^2 + d\,X^3 + e\,X^4$$

Nous donnons les coefficients calculés pour le film 39c56, temps de pose de I7 s, et la courbe caractéristique correspondante :

D = f (log I) calculée sur la figure AIII-I.

Avantage de cette méthode :

L'avantage de cette transformation est de rendre la courbe caractéristique linéaire sur un plus grand intervalle, donc de faciliter son approximation par un polynôme et de simplifier les entrées dans un calculateur numérique.

Limite de cette méthode :

La courbe caractéristique ainsi obtenue n'est correcte que dans l'intervalle des points extrêmes introduits dans le calcul. Au voisinage de ces points, la précision décroît et si l'on veut prendre un point à l'extérieur de l'intervalle ainsi défini, il arrive que la courbe se rebrousse et donne des valeurs sans signification.

ANNEXE IV

LES EQUATIONS DE L'EQUILIBRE STATISTIQUE ET DU TRANSFERT DE RAYONNEMENT

Nous rappelons les équations de l'équilibre statistique et du transfert du rayonnement, qui sont utilisées dans le calcul de la fonction source.

Nous désignerons par les indices, i, j (j > i) ce qui se rapporte aux niveaux discrets i et j de l'atome, et par k, ce qui a trait au continu de l'atome.

Dans le cas de l'équilibre thermodynamique local (E.T.L.) les populations des différents niveaux sont donn par la loi de Boltzmann, et par la loi de Boltzmann-Saha.

Les équations de l'équilibre statistique expriment l'état stationnaire de l'atome dans le temps, c'est-à-dire que le degré d'ionisation est donné par les équations de l'équilibre statistique

$$(I) \quad \frac{dn_i}{dt} = - n_i \left(\sum_{j \neq i} P_{ij} + P_{ik} \right) + \sum_{j \neq i} n_j P_{ji} + k P_{ki} = 0$$

et l'équation :

$$(2) \quad \sum_{i=I}^{n} n_i g_i + n_k g_k = n_T$$

où n_T est la densité de l'élément considéré à une profondeur donnée P_{ij} et P_{ik} sont les coefficients qui représentent les taux de transition :

(3) $P_{ji} = R_{ji} + C_{ji}$

$P_{ij} = R_{ij} + C_{ij}$

R_{ij} et R_{ji} sont les processus radiatifs,

et

C_{ij} et C_{ji} les processus de choc.

I) Processus radiatifs :

Le nombre de désexcitations spontanées et induites par seconde et par cm^3 pour une transition entre deux niveaux discrets j-i (J>i) est donné par l'équation :

$$(4) \quad n_j R_{ji} = n_j \left\{ (A_{ji} + B_{ji} \bar{J}_{ji} \{\tilde{I}\}) \right\}$$

et, de même, pour le nombre d'excitations dues au rayonnmment :

$$(5) \quad n_i R_{ij} = n_i (B_{ij} \bar{J}_{ji} \{\tilde{I}\})$$

où A_{ji}, B_{ji} sont les coefficients d'Einstein.

(6) avec $B_{ji} = A_{ji}/(2h\nu^3/c^2)$, $g_i B_{ij} = g_j B_{ji}$

et $\bar{J}_{ji} \{I\}$ est une fonction de l'intensité spécifique du champ de rayonnement

$$J_{ji} \{\tilde{I}\} = \int_{\nu} d\nu \phi_{ji}(\nu) \frac{I}{2} \int_{-1}^{+1} d\mu \tilde{I}(\mu, z, \nu)$$

ϕ_{ji} est le profil normalisé du coefficient d'absorption de la raie définie par la transition $j \to i$ (supposé égal au profil normalisé du coefficient d'émission induite).

(7) $\int_{\nu} \phi_{ji}(\nu) d\nu = I$

$\mu = \cos\theta$ où θ est l'angle formé par la normale à la surface de l'atmosphère solaire et l'axe soleil-observateur

z est la hauteur géométrique de l'atmosphère où nous établissons les équations

ν est la fréquence de la transition étudiée.

Le nombre de photoionisations par cm^3 et par seconde, à partir du niveau i, est donné par l'équation :

(8) $n_i R_{ik} = n_i \, 4\pi \int_{\nu} \frac{I}{h\nu} \, \alpha_i(\nu) \, \tilde{I}(z,\nu) d\nu$

où

$\alpha_i(\nu)$ est le coefficient d'absorption atomique

(9) $\alpha_\nu = \frac{\pi e^2}{mc} \cdot \frac{df}{d\nu}$

avec

f la force d'oscillateur

e et c la charge de l'électron et la vitesse de la lumière.

Le taux de recombinaisons spontanées et induites au niveau i, par seconde et par cm^3 est :

(IO) $R_{ki} = \frac{n_i^*}{n_k^*} 4\pi \int_{\nu}^{\infty} \frac{I}{h\nu} \, \alpha_i(\nu) \, e^{-h\nu/kT} \left(\frac{2h\nu^3}{c^2} + \tilde{I}(z,\nu)\right) d\nu$

où

n_i^* est la population du niveau i à l'équilibre thermodynamique pour les mêmes températures, densité électronique et densité ionique que celles utilisées pour n_i

$n_i = b_i n_i^*$ $\qquad$ b_i : coefficient d'écart à l'E.T.L.

$$(II)\quad \frac{n_i^*}{n_k^*} = n_e \frac{g_i}{2U_k} \cdot \frac{h^2}{(2\pi mkT)^{3/2}}\, e^{-h\nu_{ki}/kT}$$

2) Processus de chocs :

La probabilité par seconde et par cm^3 de désexcitation de l'atome du niveau j au niveau i sous l'effet des chocs par les électrons voisins est

$$(I2)\quad C_{ji} = N_e \alpha_{ji} = Ne \int_0^\infty f(v) v Q_{ji} dv$$

où

α_{ji} est un paramètre d'excitation par collision avec les électrons

$f(v)dv$ la distribution de vitesse des électrons (supposée maxwellienne),

Q_{ji} la section de choc.

On obtient de même la probabilité d'excitation par chocs avec les électrons

$$(I3)\quad C_{ij} = \frac{n_j^*}{n_i^*} C_{ji}$$

La probabilité d'ionisation par cm^3 et par seconde due aux chocs avec les électrons est donnée par l'équation

$$(I4)\quad C_{ik} = N_e \alpha_{ik} = N_e\, 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \int_{vk}^\infty Q(v) v^2 e^{-mv^2/kT}\, v dv$$

et de même , pour la probabilité de recombinaison par chocs

$$(15)\quad C_{ki} = \frac{n_i^*}{n_k^*} C_{ik}$$

α_{ik} est un paramètre d'ionisation par collision avec les électrons.

3) Le transfert de rayonnement :

Le mécanisme de formation d'une raie avec redistribution complète en fréquence, c'est-à-dire identité du profil d'absorption et du profil d'émission (ou identité entre la distribution en vitesse des atomes dans les deux états excités)permet d'écrire :

$$(I6)\quad k_{ij}(\nu) = n_i B_{ij} \frac{h\nu}{4\pi} \phi_{ji}(\nu) \qquad j > i$$

De même, le coefficient d'émission a la forme :

$$(I7)\quad J_{ji}(\nu) = n_j A_{ji} \frac{h\nu}{4\pi} \phi_{ji}(\nu) \left(I + \frac{\tilde{I}(\nu)}{2h\nu^3/c^2} \right)$$

et l'équation de transfert du rayonnement s'écrit :

$$(I8)\quad \mu \frac{\delta I(\mu,z,\nu)}{\delta z} = - (n_i - n_j) B_{ij} \frac{h\nu}{4\pi} \phi_{ji}(\nu) \tilde{I}(\mu,z,\nu) + n_j A_{ji} \frac{h\nu}{4\pi} \phi_{ji}(\nu)$$

ou encore

$$(I9)\quad \mu \frac{\delta I(\mu,z,\nu)}{\delta z} + k'_{ji}(\nu) \tilde{I}(\mu,z,\nu) = J'_{ji}(\nu)$$

et la fonction source est donnée par :

$$(20)\quad \tilde{S}_{ji} = \frac{J'_{ji}(\nu)}{k'_{ji}(\nu)}$$

ce qui devient, avec l'équation (I8)

$$(2I)\quad \tilde{S}_{ji} = \frac{2h\nu^3_{ji}}{c^2} \frac{n_j}{n_i - n_j}$$

La profondeur optique au centre de la raie est :

$$(22)\quad \tau_{ji} = \int_0^z k_{\nu_{ji}}(z')\,dz'$$

et le profil normalisé du coefficient d'absorption a la forme

$$(23)\quad \phi_\nu = \frac{I}{\Delta\nu_D}\cdot\frac{a}{\pi^{3/2}}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{-y^2}}{a^2+(y-x)^2}\,dy = \frac{I}{\Delta\nu_D}\cdot\frac{I}{\sqrt{\pi}}\,H(a,v)$$

$$(24)\quad \text{où}\quad x = \frac{\nu-\nu_{ji}}{\Delta\nu_D},\quad \Delta\nu_D = \frac{\nu_{ji}}{c}\sqrt{\frac{2kT}{M}+\zeta^2}$$

$a = \Gamma_{ji}/(4\pi\Delta\nu_D)$

M est le poids atomique

ζ la vitesse de turbulence à la hauteur considérée

H (a,v) la fonction de Hjerting

Γ_{ji} la constante de l'amortissement dû au rayonnement et aux chocs

$$(25)\quad \Gamma_{ji} = \Gamma_{r_{ji}} + \Gamma_c$$

Le coefficient d'absorption au centre de la raie est donné par l'équation :

$$(26)\quad k_{\nu o} = \sqrt{\pi}\,\frac{e^2}{mc^2}\,f.\,\frac{\lambda^2}{\Delta\lambda_D}\,n_i \qquad (\lambda = \frac{c}{\nu})$$

à une fréquence distante de $\Delta\nu$ du centre, il devient :

$$(27)\quad k_\nu = k_{\nu o}\,.H(a,v)$$

Le rapport ε du taux de collicison au taux de désexcitation spontanée

$$(28)\quad \varepsilon = \frac{C_{ji}}{A_{ji}}\,(1 - e^{h\nu_o/kT})$$

intervient dans la formule classique de la fonction source

$$(29) \qquad S_\nu = \frac{J_\nu \phi_\nu d\nu + \varepsilon B_{\nu o}}{I + \varepsilon} \frac{\psi\nu}{\phi\nu}$$

où

ψ_ν est le profil d'émission normalisé.

1 - ANDERSEN T., DESESQUELLES J., JESSEN K.A., SORENSEN G., 1970
"Measurements of Atomic Lifetimes for Neutral and Ionized Magnesium and Calcium"
J.Q.S.R.T., 10, 1143.

2 ATHAY R CANFIELD R.C., 1970
"A self-consistent Model Atmosphere Program with Applications to Solar OI Resonance Lines"
Non publié

3 ATHAY R.G., SKUMANICH A., 1967
"An Integral Equation for the Line Source Function and its Numerical Solution"
Ann. Astrophys. 30, 669

4 ATHAY R.G., SKUMANICH A., 1968
"Emission Cores in H and K Lines. I - The Optically Thick Chromosphere"
Solar Phys. 3, 181

5 BATES B., 1970
"High Resolution Interference Spectroscopy Applied to Astronomical Investigations (2000 to 3000 Å)"
Présenté au Symposium n° 41 de l'Union Astronomique Internationale.

6 BATES B., BRADLEY D.J., McKEITH C.D., McKEITH N.E., BURTON W.M., PAXTON H.J.B., SHENTON D.B., WILSON R., 1969
"Fabry-Perot Interferograms of the Solar Mg II Doublet and X-UV Solar Images Obtained during a Stabilized Skylark Rocket Flight"
Nature, 224, 161

7 BATES D.R., DAMGAARD A., 1949
Phil. Trans. R. Soc. (London) A 242, 101

8 BAUM W.A., JOHNSON F.S., OBERLY J.J., ROCKWOOD C.C., STRAIN C.V. & TOUSEY R., 1946
"Solar Ultra-violet Spectrum to 88 Kilometers"

9 BEEBE H., 1966
"Mg II Transition Rates"
Non publié

10 BEEBE H.A., 1971
"Formation of the Ca II Line Core with Arbitrary Temperature Minima"
Solar Physics, 17, 304

11 BEHRING W.E., McALLISTER H., RENSE W.A., 1958
"Ultra-Violet Emission Lines in the Solar Spectrum"
Astrophysical Journal, 127, 676

12 BERRUYER-DESIROTTE, 1970
"Etude bibliographique des propriétés absorbantes de l'ozone dans le proche ultra-violet"
Rapport de stage de D.E.A, Nice

13 BIERMANN L., LÜBECK K., 1948
Z. Astrophys., 25, 325

14 BISWAS S., FITCHEL C.E., 1965
"Composition of Solar Cosmic Rays"
Space Sci. Rev., 4, 709

15 BONNET R.M., BLAMONT J.E., GILDWARG P., 1967
"Limb-darkening Observations from 1800 to 2800 Å"
Astrophys. J.(Letters), 148, L 115

16 BONNET R.M., 1968
"Recherches sur l'émission continue du soleil entre 1950 Å et 3000 Å
Thèse, Paris.

17 BONNET R.M. , 1968
"Recherches sur l'émission continue du soleil entre 1950 Å et 3000 Å"
Annales d'Astrophysique, 31, 597

18 BRANDT P. N., 1967
"Modulation Transfert Functions of some Solar Recording Films"
Solar Physics, 2, 211.

19 BRAULT J.W., WHITE O.R., 1970
"The Analysis and Restauration of Astronomical Data via the Fast Fourrier Transform"
Soumis à publication

20 BURELLO M., 1967
"Pointeurs solaires pour ballons"
Rapport interne du Service d'Aéronomie, n° 114

21 BURKE P.G., MOORES D.L. , 1968
"Scattering of Electrons by Mg^+ and Ca^+ ions"
J. Phys. B. (Proc.Phys. Soc.), Ser. 2, 1, 575

22 BURTON W.M., WILSON R., 1965
"Observations of the Sun in the Extreme Ultra-Violet Made from a Stabilized Skylark Rocket"
Nature 207, 61

23 BURTON W.M., RIDGELEY A., 1970
"The Solar Limb Emission Spectrum between 300 Å and 2803 Å"
Solar Physics, 14, 3.

24 CANFIELD R.C., 1971
"Formation of Solar rare-earth Lines inside and outside H and K"
Astron. & Astrophys., 10, 64

25 CLAAS, 1951
Rech. Astr. Obs., Utrecht, 12, (1)

26 CORLISS C.H., BOZMAN W.R., 1962
"Experimental Transition Probabilities for Spectral Lines of Seventy Elements"
U.S. Department of Commerce, N.B.S., Washington.

27 DUMONT S., 1967
"Formation des raies du Ca II et du Mg II dans la basse chromosphère"
Ann. Astrophys., 30, 421

28 DUMONT S., 1967
"Contribution à l'étude de la zone de transition entre la photosphère et la chromosphère à partir des raies de résonance de Ca II et Mg II"
Ann. Astrophys., 30, 861.

29 DUMONT S. , 1969
"On the Interpretation of the Center-Limb Observations of Ca II Emission Cores"
Astron. Astrophys., 2, 145

30 DURAND E., OBERLY J.J. and TOUSEY R., 1947
"Solar Absorption Lines between 2950 and 2200 Angströms"
Physical Review, 71, 827

31 EDDY J.A., LENA P.J., McQUEEN R.M. , 1969
"Far Infra-red Measurement of the Solar Minimum Temperature"
Solar Physics 10, 330.

32 FRAZIER E.N., 1970
"Multichannel Magnetograph Observations, II, Supergranulation
Solar Physics, 14, 89.

33 FREDGA K., 1966
"Monochromatic Pictures of the Sun in the Mg II Line at 2802.7 Å"
Astrophys. J., 144, 854.

34 FREDGA K., 1968
"Solar active Regions in Mg II Light"
"Structure and Development of Solar active Regions"
pp. 299-303, UAI Symposium n° 35
D. Reidel Publishing Co., Dordrecht, Holland.

35 FREDGA K., 1969
"Spectroheliograms in the Mg II Line at 2795,5 Å"
Solar Physics, 9, 358.

36 GARRETT D. L., PURCELL J.D., TOUSEY R., 1962
"High Resolution Ultra-violet Solar Spectrum Extending to 2200 Å"
Astron. J., 67, 115

37 GINGERICH O., 1970
"The Ultra-violet Solar Opacity"
Ultra-violet Stellar Spectra and Related Ground-Based Observations
Symposium n° 36 de l'I.A.U., p. 140
D. Reidel Publishing Co., Dordrecht, Holland

38 GINGERICH O., NOYES R. W., KALKOFEN W., CUNY Y., 1970
"The Harvard Smithsonian Reference Atmosphere"
Soumis à publication

39 GOLDBERG L., 1957
Astrophys. J. 126, 318

40 GOLDBERG L., MULLER E.A., ALLER L.H., 1960
"The Abundances of the Elements in the Solar Atmosphere"
Astrophys. J. Suppl. Ser. 5, 1

41 GOLDBERG L., NOYES R.N., PARKINSON W.H., REEVES E.M., WITHBROE G.L., 1968
"Ultra-violet Solar Images from Space"
Science, 162, 895

42 1965
Handbook of Geophysics and Space Environment
AFCRL, 6-4.

43 HENZE W., 1969
"On the Chromospheric Observations at the 1962 Eclipse"
Solar Phys., 9, 56

44 HOPFIELD J.J., and CLEARMAN Jr, H .E., 1948
"The Ultra-violet Spectrum of the Sun from V-2 Rockets
Physical Review 73, 877

45 HUNT, G.B., 1965
"A Non-Equilibrium Investigation into the Diurnal Photo-Chemical
Atomic Oxygen and Ozone Variations in the Mesosphere"
J. Atmosph. Terr. Phys., 27, 133

46 INN E.C.Y., TANAGA Y., 1953
"Absorption Coefficient of Ozone in the Ultra-violet aand Visible Regions"
J. Opt. Soc. Am., 43, 870

47 IVANO-KHOLODNYI S., 1958
"Spectrophotometric Measurement of Emission Lines of Mg II in the Spectrum of the Sun"
Izvestia Geophys., Ser. 9, 1105

48 JOHNSON F.S., PURCELL J.D., TOUSEY R. & WATANABE K., 1952
"Direct Measurements of the Vertical Distribution of Atmospheric Ozone to 70 km Altitude"
Journal of Geophysical Research, 57, 157

49 JOHNSON F.S., PURCELL J.D., TOUSEY R., and WILSON N., 1953
"A new Photograph of the Mg II Doublet at 2800 Å in the Sun"
Astrophysical Journal 117, 238

50 JURSA A.S., LEBLANC F.J., and TANAKA Y., 1955
"Results of a Recent Attempt to Record the Solar Spectrum in the Region of 900-3000 Å"
J.O.S.A., 45, 1085

51 KACHALOV V.P., YAKOVLEVA A.V., 1962
"The Ultra-Violet Solar Spectrum in the Region 2470-3100 Å"
Izvestia Krymski Astrofizi Observ.
Akademiya Nauk SSSR, 27, 5 (NRL translation n° 923)

52 KUDO K., 1964
"Optical Properties of Plane-Grating Monochromator"
J.O.S.A. 55, 150

53 LAMBERT D.L., WARNER B., 1968
"The Abundances of the Elements in the Solar Photosphere V"
M.N.R.A.S., 140, 197

54 LEMAIRE P., 1965
"Meusres photométriques dans le domaine ultra-violet compris entre 2000 Å et 3000 Å"
Thèse de 3e Cycle, Paris

55 LEMAIRE P., 1969
"High Resolution Balloon Spectra of the Sun in the Mg II Doublet Lines"
Astrophys. Letters, 3, 43

56 LEMAIRE P., 1970
"Resonance Lines in the Solar Chromosphere"
UAI Symposium n° 36
Ultra-Violet Stellar Spectra an d Ground Based Observations
v pp. 332, 337, D. REIDEL Publishing CO;

57 LEMAIRE P., 1970
"High Resolution Balloon-Borne Spectrograph for the Near Ultra-Violet"
Présenté au Symposium n° 41 de l'U.A.I.

58 LEMAIRE P., BLAMONT J.E., 1967
"Stigmatic Balloon Spectra of the Solar Mg II Doublet"
Astrophys. J. (Letters) 150, L 129

59 LINSKY J.L., AVRETT E.H., 1970
"The Solar H and K lines"
Publ. Astronom. Soc. Pac. 82, 169

60 OSTERBROCK D.E., 1961
"The Heating of the Solar Chromosphere, Plages, and Corona by Magneto-hydrodynamic waves"
Astrophys. J., 134, 347.

61 PARKINSON W.H., REEVES E.M., 1969
"Measurements in the Solar Spectrum between 1400 and 1875 Å with a rocket borne spectrometer"
Solar Phys., 10, 342.

62 FASACHOFF J.M., 1970
"Fine Structure in Ca II on the Solar Disc"
Solar Phys., 12, 202

63 PURCELL J.D., GARRETT D.L., TOUSEY R., 1963
"Solar Spectra from 3500 to 2200 Å at 30 mÅ Resolution"
Space Research III, pp. 781-785.

64 RENSE W.A., 1953
"Intensity of Lyman Alpha Line in the Solar Spectrum"
Physical Review 91, 299

65 RUDKJOBING, 1945
Pub. Kobenhavn Obs. 140

66 SCHAEFFER A.R., 1971
"Measured Lifetimes of Excited States of Magnesium"
Astrophys. J., 163, 411

67 SCHAFER A.B., MEGILL L.R., DROPPLEMAN L., 1964
"Optimization of the Czerny Turner Spectrometer"
J.O.S.A., 54, 879

68 SCHNEIDER M., 1966
"Applications de méthodes numériques à la classification de céphéïdes"
Ann. Astrophys., 29, 297.

69 SKUMANICH A., 1967
"Broadening of H and K emission Cores and the Wilson-Bappu Effect"
Astron. J., 72, 828

70 SKUMANICH A., 1971
"On the Application of an Operator Formalism and the Generalized Nexton-Raphson Method in Radiative Transfer"
J.Q.S.R.T., en cours d'impression

71 SKUMANICH A., DOMENICO B.A., 1971
"On the Application of the Generalized Newton-Raphson Method in Radiative Transfer Problems"
Soumis à publication

72 SMITH W.W., GALLAGHER A., 1966
"Radiative Lifetime of the First $^2P_{3/2}$ State of Ionized Calcium and Magnesium by the Hanle Effect"
Phys. Rev. A., 145, 26.

73 SPENSER G.H., MURTY M.V.R.K., 1962
"General Ray-Tracing Procedure"
J.O.S.A., 52, 672

74 STRÖMGREN, 1940
Pub. Medd. Kobenhavn Obs. n° 127

75 TINTURIER A.M., 1967
"Etude du spectre de la couronne solaire entre 2000 et 3000 Å, à l'aide d'un coronographe"
Diplôme d'Etudes Supérieures, Orsay

76 TOUSEY R., 1953
"Rocket Spectroscopy"
Journal of Optical Society of America, 43, 245

77 TOUSEY R., 1962
"Space Spectroscopy at U.S. Naval Research Laboratory.Photographic Technique"
J.Q.S.R.T., 32, 571

78 TOUSEY R., PURCELL J.D., GARRETT D.L., 1967
"An Echelle Spectrograph for Middle Ultra-Violet Spectroscopy from Rockets"
Applied Optics, 6, 365

79 UNSÖLD, A., 1948
"Quantitative Spektralanalyse der Sonnenatmosphäre"
Z. f. Ap., 24, 306

80 VAN REGEMORTER H., 1960
"Méthode de calcul des sections d'excitation par chocs électroniques"
Ann. Astrophys., 23, 817

81 VARSAVSKY, 1961
"Some Atomic Parameters for Ultra-violet Lines"
Astrophys. J. Suppl. , 53, 75

82 VIGROUX E., 1953
"Etude éxpérimentale de l'absorption de l'ozone"
Annales de Physique, 8, 709

83 WEIDMANN V., 1955
"Metalhaüfigkeiten, druckschichtung und stofdämpfung in der Sonnenatmosphäre"
Z. f. Ap., 36, 101

84 WIESE W.L ., SMITH M.W., MILES B.M., 1969
"Atomic Transition Probabilities"
U.S. Department of Commerce, N.B.S., 22, vol. II

85 WILSON N.L., TOUSEY R. PURCELL,J.D., JOHNSON F.S. and MOORE C.E.,
"A revised Analysis of the Solar Spectrum from 2990 to 2635 Å"
Astrophysical Journal, 119, 590